

UNIVERSIDAD MICHOACANA DE
SAN NICOLAS DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FISICO MATEMATICAS
"MAT. LUIS MANUEL RIVERA GUTIERREZ

FABRICACIÓN DE ELEMENTOS DIFRACTIVOS DE
FASE UTILIZANDO UN FOTOPOLIMERO

TESIS

PARA OBTENER EL GRADO DE LICENCIATURA

PRESENTA
MARCO ANTONIO SALGADO VERDUZCO

ASESOR:
DR. MAURICIO ORTIZ GUTIERREZ

MORELIA MICHOACAN, ENERO DE 2007

DEDICATORIA

A mis queridos hijos Iván y Donovan

AGRADECIMIENTOS

A mi madre por su apoyo incondicional en cada momento de mi vida.

A mi esposa por su comprensión y motivación.

Quiero expresar también mi agradecimiento al Dr. Mauricio Ortiz G. por toda la ayuda brindada para la realización de ésta tesis.

**UNIVERSIDAD MICHOACANA DE
SAN NICOLÁS DE HIDALGO**

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

TESIS POR:

MARCO ANTONIO SALGADO VERDUZCO

**“FABRICACIÓN DE ELEMENTOS DIFRACTIVOS DE FASE
UTILIZANDO UN FOTOPOLÍMERO**

DIRIGIDA POR:

**DR. MAURICIO ORTIZ GUTIERREZ
PROFESOR INVESTIGADOR DE LA UNIVERSIDAD
MICHOACANA**

Enero de 2007.

FABRICACIÓN DE ELEMENTOS DIFRACTIVOS DE FASE UTILIZANDO UN FOTOPOLÍMERO

POR: MARCO ANTONIO SALGADO VERDUZCO

En ésta tesis se presenta una técnica fotolitográfica para fabricar elementos ópticos difractivos de fase usando un fotopolímero basado en el adhesivo óptico Norland NOA63. La técnica consiste en usar mascarillas de amplitud (placas fotográficas) de objetos difractivos previamente diseñados para transferir ésta información al fotopolímero. Una característica importante de este fotopolímero es que no necesita de un proceso de revelado químico, sino que esto corresponde solamente al proceso de fotocurado. La modulación de fase en el proceso de curado es debida principalmente a las diferencias en el índice de refracción del adhesivo y en el relieve. Este material presenta buena capacidad para grabar información, con buena resolución y alta calidad. Estas propiedades son atractivas, debido a que abre la posibilidad de controlar la modulación de fase del material con sólo controlar el proceso de curado. Además el proceso es muy sencillo y no se necesita de equipo sofisticado para su realización.

INDICE

CAPITULO 1. INTRODUCCION

INTRODUCCION	1
1.1 PELICULA FOTOGRAFICA	1
1.2 MODULADORES ESPACIALES DE LUZ	2
1.3 ELEMENTOS OPTICOS DIFRACTIVOS	3
1.4 OBJETIVO GENERAL	5
1.4.1 OBJETIVOS ESPECIFICOS	5
1.5 ORGANIZACION DE LA TESIS	5
REFERENCIAS DEL CAPUTULO 1	6

CAPITULO 2 TEORIA ESCALAR DE LA DIFRACCION

7

2.1 ONDAS ESCALARES Y EL TEOREMA DE GREEN	8
2.2 TEOREMA INTEGRAL DE HELMHOLTZ-KIRCHOFF FORMULACION DE RAYLEIGH-SOMMERFELD	8
2.3 APROXIMACION DE FRESNEL	13
2.4 DIFRACCION DE FRAUNHOFFER	16
➤ DE LINEALIDAD	
➤ DE ESCALAMIENTO	
➤ DE DESPLAZAMIENTO	
2.4.1 EJEMPLOS DE TRANSFORMADAS DE FOURIER	18
➤ PATRÒN DE DIFRACCIÓN DE UNA RENDIJA ANGOSTA INFINITA	
➤ PATRÒN DE DIFRACCIÓN DE UN CUADRADO DE ANCHO A	
➤ TRANSFORMADA DE FOURIER DE UN CUADRADO DESPLAZADO	
➤ TRANSFORMADA DE FOURIER DE DOS CUADRADOS	
2.5 ELEMENTOS DIFRACTIVOS: HOLOGRAMAS	24
2.5.1 PROCESO PARA EL GRABADO DE HOLOGRAMAS	24
2.5.2 DESARROLLO MATEMATICO DEL GRABADO DE HOLOGRAMAS	25
2.5.3 RECONSTRUCCION DE LA IMAGEN DE UN HOLOGRAMA	26
2.5.4 CLASIFICACION DE LOS HOLOGRAMAS	27
REFERENCIAS DEL CAPUTULO 1	29

CAPITULO 3. MATERIALES FOTSENSIBLES

3.1 CARACTERITICAS GENERALES DE LOS MATERIALES DE REGISTRO HOLOGRAICO	30
➤ RESOLUCIO	
➤ SENSITIVIDAD	
➤ RANGO ESPECTRAL	
➤ OTROS	

3.2 MATERIALES PARA EL GRABADO DE HOLOGRAMAS	32
3.2.1 EMULSIONES DE HALUROS DE PLATA	32
3.2.2 GELATINA DICROMATADA	35
3.2.3 TERMOPLATICOS	36
3.2.4 FOTORREFRACTIVOS	37
3.2.5 FOTORRESINAS	37
3.2.6 CALCOGENUROS	38
3.2.7 FOTOPOLIMEROS	39
REFERENCIAS DEL CAPUTULO 1	

CAPITULO 4. RESULTADOS EXPERIMENTALES

4.1 NORLAND OPTICAL ADHESIVE	42
4.2 HIPÓTESIS DEL PROCESO DE POLIMERIZACIÓN DEL NOA 63	44
4.3 TÉCNICA DE LITOGRAFÍA	46
4.4 RESULTADOS EXPERIMENTALES	49
REFERENCIAS DEL CAPUTULO 1	57

CAPITULO 5	
CONCLUSIONES	58

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

A finales de los años 30 del siglo pasado, la óptica comenzó a establecer una estrecha conexión con los campos de la comunicación e información, cuyos objetivos están relacionados con el estudio del procesado de señales. Mientras que en estos campos se utilizan principalmente señales eléctricas que generalmente varían en el tiempo, en el procesado óptico de información se utiliza la luz para la detección, almacenamiento y transmisión para el procesado de una señal de la que habitualmente se estudia tanto la variación espacial, como la variación de amplitud o la intensidad en una región limitada, lo que da lugar al procesado óptico de imágenes. El desarrollo del láser en los años 60 y con ello la invención de la holografía, ha permitido un gran desarrollo en este campo, en el que se relaciona la teoría de la difracción de la luz con el tratamiento de la información debido a que con esta teoría se pueden generar diferentes tipos de haces de luz que pueden transportar información a través de una fibra óptica por ejemplo, o codificarla de manera segura.

Los diferentes haces de luz se pueden generar por dispositivos sencillos que han facilitado el desarrollo del procesado óptico de la información. La construcción de estos dispositivos ha sido posible gracias a la aparición materiales que permiten la modulación de frente de onda tales como las películas fotográficas, los moduladores espaciales de luz (SLM spatial light modulators) basados en cristal líquido y los elementos ópticos difractivos (DOE diffractive optical elements) a base de polímeros.

A continuación se mencionan algunas de las características más relevantes de estos dispositivos así como algunas de sus aplicaciones.

1.1 PELÍCULA FOTOGRÁFICA

Una placa fotográfica generalmente consiste de un gran número de haluros de plata suspendidos en un soporte gelatinoso, cuando la película es expuesta a la luz, los haluros reaccionan y después de un proceso de revelado forman

una distribución específica de partículas de plata en la placa (imagen capturada). Esta distribución modula la luz que incide sobre la placa por absorción.

La película fotográfica es un componente básico en sistemas ópticos en general y particularmente en sistemas de procesamiento de información óptica y tiene tres importantes aplicaciones en óptica. Primero, puede servir como detector de radiación óptica, una tarea que realiza de una manera muy eficaz. Segundo, puede utilizarse como un medio de almacenamiento de imágenes, capaz de retener la información por largos periodos de tiempo. Y tercero, puede servir como un modulador espacial de luz transmitida por simple absorción, una aplicación de particular importancia en el procesamiento de información óptica.

1.2 MODULADORES ESPACIALES DE LUZ

Los moduladores espaciales de luz (SLM spatial light modulators) son moduladores tales como las pantallas de cristal líquido. Estos dispositivos pueden cambiar su estructura cristalina por medio de la aplicación de un voltaje externo, lo que permite la generación de elementos programables que se pueden reconfigurar en tiempo real posibilitando su uso en diversas aplicaciones, esto propicia el nacimiento de una nueva área conocida como óptica difractiva activa. Para su funcionamiento, se requiere la comprensión de áreas como la química y la electrónica además de la óptica. Actualmente, es muy común encontrar estos dispositivos en diversos equipos electrónicos con un costo relativamente bajos debido a la gran cantidad de dispositivos que se fabrican con características similares; sin embargo, para una aplicación de estos SLM en laboratorios con fines de investigación, su producción es limitada haciendo que su costo sea muy elevado razón por la cual es difícil contar con un dispositivo de esta naturaleza en cualquier laboratorio.

Existen muchos trabajos de investigación en los que se han utilizado SLM con muy buenos resultados, en 1989 se determinó una expresión derivada para la transmitancia de amplitud compleja de una LCD la cual se verificó experimentalmente. Así mismo se demostró que se pueden realizar

modulaciones de fase con buen comportamiento lineal, alta eficiencia de transmisión y poca distorsión [1]. Otro trabajo reporta el uso de SLM para el confinamiento de partículas por medio de pinzas holográficas, así mismo también para la ablación holográfica [2].

En la siguiente sección se describen de manera muy general, los elementos ópticos difractivos que son el tema principal de esta tesis.

1.3 ELEMENTOS ÓPTICOS DIFRACTIVOS

Los elementos ópticos difractivos son dispositivos que modulan un haz de luz y permiten codificar (o decodificar), formar imágenes o desviar un haz de luz en la formas en que hayan sido diseñados; utilizan las propiedades de la difracción, lo que les permite controlar la distribución de la luz de diferentes formas, que sería difícil o imposible conseguir usando elementos ópticos clásicos basados en la refracción y la reflexión. Los elementos difractivos suele tener menor peso y volumen que sus equivalentes clásicos como prismas, lentes, espejos, etc. [3] En la Fig. 1.1 se muestra un esquema de cómo un elemento óptico difractivo desvía un haz de luz en 12 puntos sobre una pantalla; este proceso es comúnmente llamado en óptica como multiplexado. Sin los DOE se pueden producir estos puntos brillantes usando una colección de 12 lentes convexas de igual distancia focal lo que conlleva a una dificultad en su producción.

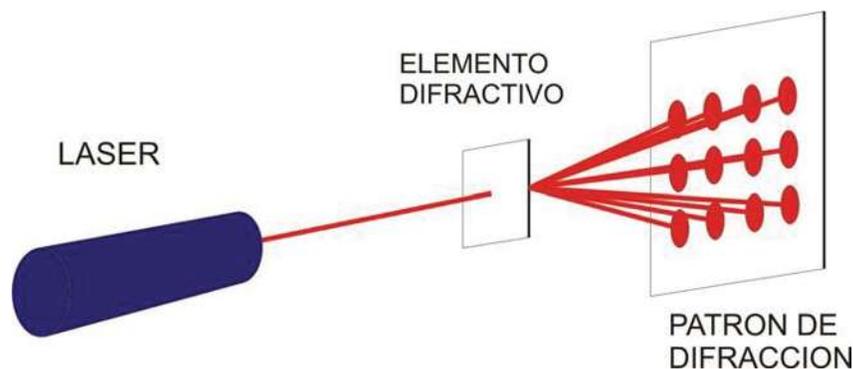


Figura 1.1. Un elemento difractivo modula un haz de luz. En este esquema, el haz de luz es desviado y forma 12 puntos brillantes sobre una pantalla. Esta distribución de puntos es llamado patrón de difracción.

Actualmente existe una enorme tendencia a miniaturizar los componentes en sistemas de muchos campos de la ingeniería con el fin de reducir significativamente su peso, tamaño y costo. Ésta tendencia se ha hecho presente en óptica, donde en años recientes se ha visto el rápido crecimiento en nuevos campos como la micro-óptica, óptica integrada y en sistemas mecánicos opto electrónicos. En cada una de estas áreas, la óptica difractiva juega un rol muy importante. Con los avances en la micro-fabricación, los elementos difractivos ópticos (DOE) pueden fabricarse muy compactos, ligeros y baratos, lo cuál es ideal para la miniaturización e integración en sistemas ópticos convencionales.

La óptica difractiva ha demostrado que es tecnológicamente útil para una gran variedad de aplicaciones, entre las cuales se incluyen: i) las telecomunicaciones donde se puede modelar un haz de luz y acoplarlo a una fibra óptica, o también se pueden usar para separar longitudes de onda en multiplexado [4]; ii) pantallas donde pueden usarse para construir patrones de luz deseados. Estos patrones pueden ser tan variados como hologramas, y lo más actual, el almacenamiento de información [5] iii) sistemas ópticos para corregir aberraciones cromáticas [6].

Los diferentes tipos de elementos difractivos actúan como procesadores ópticos, divisores o “moldeadores de frente de onda” para casi cualquier distribución de luz deseada y además, no están limitados a la luz láser, la luz parcialmente coherente de los LED´s u otras fuentes de luz también puede ser modulada.

En ésta tesis se presenta una técnica fotolitográfica para fabricar elementos ópticos difractivos de fase usando un fotopolímero basado en el adhesivo óptico Norland NOA63. La técnica consiste en usar mascarillas de amplitud (placas fotográficas) de objetos difractivos previamente diseñados para transferir ésta información al fotopolímero. Una característica importante de este fotopolímero es que no necesita de un proceso de revelado químico, sino que esto corresponde solamente al proceso de fotocurado. La modulación de fase en el proceso de curado es debida principalmente a las diferencias en

el índice de refracción del adhesivo y en el relieve. Este material presenta buena capacidad para grabar información, con buena resolución y alta calidad. Estas propiedades son atractivas, debido a que abre la posibilidad de controlar la modulación de fase del material con sólo controlar el proceso de curado. Además el proceso es muy sencillo y no se necesita de equipo sofisticado para su realización.

Esta tesis se enmarca dentro de la línea de investigación en el campo de la óptica difractiva para la modulación óptica. En la siguiente sección se enunciarán el objetivo general y los específicos de este trabajo.

1.4. OBJETIVO GENERAL

El objetivo general de ésta tesis es presentar una técnica fotolitográfica para la fabricación de elementos difractivos en polímeros de bajo costo y fáciles de construir.

1.4.1. OBJETIVOS ESPECÍFICOS

- Dominar los conceptos fundamentales de difracción de Fraunhofer de elementos ópticos difractivos.
- Comprender los fundamentos básicos de la holografía.
- Comprender los conceptos de materiales fotosensibles
- Fabricar elementos ópticos difractivos baratos y con alta eficiencia de difracción.

1.5. ORGANIZACIÓN DE LA TESIS

La estructura de la tesis es la siguiente. En el capítulo 2 se desarrolla la teoría de difracción escalar, teoría fundamental para el estudio de los elementos difractivos. En el capítulo 3 se describen los materiales fotosensibles más comunes en la fabricación de hologramas y otros elementos difractivos así como las técnicas empleadas para su fabricación. En el capítulo 4 se describe la técnica empleada para fabricar los elementos difractivos de fase de ésta tesis así como la caracterización de los mismos, se muestran también los resultados obtenidos. El último capítulo contiene las conclusiones y se proponen trabajos a futuro.

Referencias del capítulo 1

- [1] Kanghua Lu “Theory and design of the liquid crystal TV as an optical spatial phase modulator” *Optical Engineering* 29(3), 240-246 ,1990.
- [2] [www.holoeye.com/download_daten/Dynamic DOE applications abstract.pdf](http://www.holoeye.com/download_daten/Dynamic_DOE_applications_abstract.pdf)
- [3] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Mc Graw-Hill, Cap 7, 1996
- [4] <http://adsabs.harvard.edu/abs/1997SPIE.3110..442M>
- [5] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Mc Graw-Hill, Cap 7, 1996
- [6] <http://www.tdx.cesca.es>

CAPITULO 2

TEORÍA ESCALAR DE LA DIFRACCIÓN

Sommerfeld definió la difracción como la propagación no rectilínea de la luz que no se puede interpretar a partir de las leyes de la reflexión y de la refracción. Grimaldi, en el siglo XVII, fue el primero que observó fenómenos difractivos: al hacer pasar un haz de luz a través de una abertura sobre una pantalla observó que, al proyectar el haz sobre otra pantalla, el paso de la zona iluminada a la zona de sombra no era abrupto (como indica la propagación rectilínea). Años después, Fresnel realizó el primer intento serio de explicar los fenómenos de difracción (1818), basándose en unas modificaciones arbitrarias del principio de Huygens. En 1882, Kirchhoff propuso la explicación de los fenómenos de difracción en términos de la teoría escalar.

Su teoría tiene inconvenientes formales de orden matemático que fueron solucionados por Sommerfeld en 1894, introduciendo algunas modificaciones en la teoría anterior.

La teoría escalar de la difracción permite tratar el comportamiento de la propagación de la luz de una forma simplificada, ya que no tiene en cuenta el carácter vectorial de las ondas electromagnéticas. Esta simplificación da resultados precisos si se cumplen dos condiciones básicas: a) la abertura de difracción u obstáculo debe ser grande comparada con la longitud de onda y b) la distancia de observación del campo difractado debe ser suficientemente grande en comparación con las dimensiones de la abertura. En estas condiciones la polarización del campo electromagnético no varía, lo que permite prescindir del formalismo vectorial.

En este capítulo se presenta la teoría de la difracción necesaria para comprender el funcionamiento de los elementos difractivos. En las siguientes secciones se establecen los fundamentos físicos y matemáticos de la difracción escalar.

2.1 ONDAS ESCALARES Y EL TEOREMA DE GREEN

Una onda escalar monocromática viajera que se propaga en el vacío, $U(\vec{r}, t) = U(\vec{r})e^{-i\omega t}$, satisface la ecuación de onda:

$$\nabla^2 U(\vec{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (2.1)$$

y la parte espacial $U(\vec{r})$ cumple, por tanto, la ecuación de Helmholtz:

$$\nabla^2 U(\vec{r}) = -k^2 U(\vec{r}), \quad (2.2)$$

donde k representa el número de onda y tiene el valor $k = 2\pi n \frac{V}{c} = 2\pi/\lambda$.

Para conocer la forma de $U(\vec{r})$ en cualquier punto del espacio se puede utilizar el teorema de Green: sean $U(p)$ y $G(p)$ dos funciones de valores complejos cualesquiera, continuas y con la primera y segunda derivadas continuas dentro de un volumen cerrado V , entonces se cumple:

$$\int_V [G \nabla^2 U - U \nabla^2 G] dv = \int_S \left[G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n} \right] ds, \quad (2.3)$$

donde $\frac{\partial}{\partial n}$ es la derivada de G o U respecto a la dirección normal a la superficie

S. La elección de una función G y de una superficie S adecuadas permiten la aplicación directa de este teorema para resolver el problema de la difracción.

2.2 TEOREMA INTEGRAL DE HELMHOLTZ- KIRCHOFF. FORMULACIÓN DE RAYLEIGH-SOMMERFELD

Considérese un punto P en V donde se realizará la observación del campo y se centrará el origen de coordenadas. En el problema que se aborda, U será la parte espacial de la ecuación de ondas, y G , una función auxiliar denominada *función de Green*. La elección de ésta, solamente está condicionada por el propio teorema de Green; no obstante, es necesario

escogerla de forma que el problema se pueda abordar con el mínimo de complicaciones matemáticas posible.

Se define una posible función de Green como:

$$G = \frac{e^{ikr}}{r} . \quad (2.4)$$

En el punto P ($r=0$) esta función no está definida. Para evitar la discontinuidad en $r=0$, se excluye el punto P del volumen V definiendo una superficie esférica S_ϵ alrededor de P con un radio infinitesimal ϵ . Por lo tanto la nueva superficie de integración será $S' = S + S_\epsilon$ y el nuevo volumen $V' = V - V_\epsilon$. La función G es una onda esférica de amplitud unidad y por lo tanto cumple la ecuación de Helmholtz (2.2). Así al aplicar el teorema de Green en el nuevo volumen de integración V' y considerando la ecuación (2.2) para las funciones $G(\vec{r})$ y $U(\vec{r})$ se obtiene:

$$\int_{V'} [G \nabla^2 U - U \nabla^2 G] dv = - \int_{V'} [k^2 G U - k^2 U G] dv = 0 , \quad (2.5)$$

por lo tanto,

$$\int_{S'} \left[G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n} \right] ds = 0 , \quad (2.6)$$

y teniendo en cuenta que $S' = S + S_\epsilon$

$$- \int_{S_\epsilon} \left[G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n} \right] ds = \int_S \left[G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n} \right] ds . \quad (2.7)$$

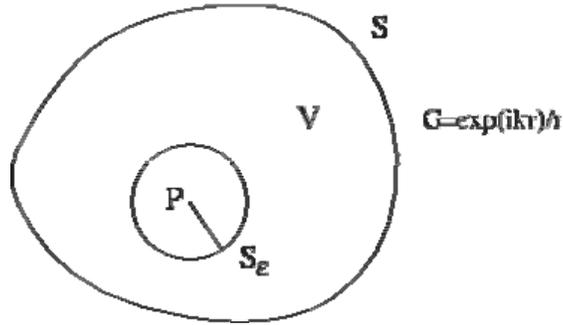


Figura 2.1 Geometría del Teorema de Green

Para evaluar la integral sobre la superficie S_ϵ se calcula el límite cuando el radio ϵ tiende a cero:

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{S_\epsilon} \left[G \frac{\partial u}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n} \right] ds. \quad (2.8)$$

Si se tiene en cuenta que la superficie S_ϵ es esférica se puede evaluar la derivada respecto la normal de la función G , ya que $\frac{\partial}{\partial n} = -\frac{\partial}{\partial \epsilon}$ y sobre la superficie $G(\vec{r})$ con valor $G = e^{ik\epsilon} / \epsilon$

Con lo que,

$$\frac{\partial G}{\partial n} = \left[\frac{1}{\epsilon} - ik \right] \frac{e^{ik\epsilon}}{\epsilon}, \quad (2.9)$$

sustituyendo dentro de la integral y teniendo en cuenta que $ds = \epsilon^2 d\Omega$, $d\Omega$ es el diferencial de ángulo sólido, entonces:

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{S_\epsilon} \left[G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n} \right] ds = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{S_\epsilon} \left[\frac{\partial U}{\partial n} \frac{e^{ik\epsilon}}{\epsilon} - U \left(\frac{1}{\epsilon} - ik \right) \frac{e^{ik\epsilon}}{\epsilon} \right] \epsilon^2 d\Omega. \quad (2.10)$$

De los tres sumandos dentro de la integral solo uno no es igual a cero, ya que las funciones y sus derivadas están acotadas. Si se considera además la continuidad de U , entonces se obtiene:

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{S_\varepsilon} U \frac{1}{\varepsilon} \frac{e^{ik\varepsilon}}{\varepsilon} \varepsilon^2 d\Omega = -U(P) \int_{S_\varepsilon} d\Omega = -4\pi U(P), \quad (2.11)$$

finalmente si se aplica este resultado a la ecuación 2.7 se obtiene lo que se conoce como el teorema de Helmholtz-Kirchoff:

$$U(P) = \frac{1}{4\pi} \int_s \left[G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n} \right] ds. \quad (2.12)$$

Si se aplica este teorema al problema de la difracción de una onda escalar a través de una abertura contenida en una superficie plana, al utilizar la función de Green de la ecuación 2.4 se obtiene la fórmula de Fresnel-Kirchoff, que da resultados experimentales suficientemente precisos pero tiene ciertas inconsistencias formales en el desarrollo matemático derivadas de la imposición de ciertas condiciones de contorno.

Estas dificultades se solventan utilizando el formalismo de Rayleigh-Sommerfeld que utiliza una nueva función de Green, con la que no es necesario imponer condiciones de contorno ni requiere la utilización de una iluminación con ondas esféricas. La nueva función de Green tiene la siguiente forma:

$$G(P) = \frac{e^{ikr}}{r} - \frac{e^{ikR}}{R}. \quad (2.13)$$

La geometría del problema se describe en la figura 2.2, P es el punto donde se realiza la observación, P' es un punto simétrico a P respecto al plano Σ . R y r son las distancias de los puntos P y P' a un punto cualquiera de la abertura Σ . Para los puntos pertenecientes al plano Σ se cumple que $G(P_\Sigma) = 0$ y además $\cos(\vec{n}, \vec{r}) = -\cos(\vec{n}, \vec{R})$.

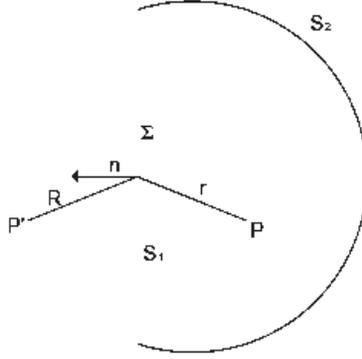


Figura 2.2 Geometría para la fórmula de Rayleigh-Sommerfeld

Si se aplica el teorema de Helmholtz-Kirchoff con la nueva función de Green se obtendrá la fórmula de difracción, para ello hay que considerar la derivada de G respecto la normal en los puntos de la superficie Σ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial n} &= \cos(\vec{n}, \vec{r}) \left(ik - \frac{1}{r} \right) \frac{e^{ikr}}{r} - \cos(\vec{n}, \vec{R}) \left(ik - \frac{1}{R} \right) \frac{e^{ikR}}{R} = \\ &= 2 \cos(\vec{n}, \vec{r}) \left(ik - \frac{1}{r} \right) \frac{e^{ikr}}{r} \approx 2 \cos(\vec{n}, \vec{r}) ik \frac{e^{ikr}}{r}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Esta expresión se puede sustituir en la integral de Helmholtz-Kirchoff considerando además que $G(P_\Sigma) = 0$,

$$\begin{aligned} U(P) &= \frac{1}{4\pi} \int_{S_1} \left[G(P_\Sigma) \frac{\partial U}{\partial n}(P_\Sigma) - U(P_\Sigma) \frac{\partial G}{\partial n}(P_\Sigma) \right] ds = -\frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} U(P_\Sigma) \frac{\partial G}{\partial n}(P_\Sigma) ds = \\ &= \frac{1}{i\lambda} \int_{\Sigma} U(P_\Sigma) \frac{e^{ikr}}{r} \cos(\vec{n}, \vec{r}) ds. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Este resultado se conoce como la fórmula de la difracción de Rayleigh-Sommerfeld.

Cuando los ángulos son pequeños, es decir, las distancias axiales son mucho mayores que las distancias laterales, el factor de oblicuidad se puede aproximar a la unidad, esto es, $\cos(\vec{n}, \vec{r}) \approx 1$ y la fórmula queda como:

$$U(P) = \frac{1}{i\lambda} \int_{\Sigma} U(P_{\Sigma}) \frac{e^{ikr}}{r} ds. \quad (2.16)$$

2.3 APROXIMACIÓN DE FRESNEL

El siguiente paso para aproximar el cálculo de la difracción se realiza considerando el caso de coordenadas rectangulares, fijando ejes de coordenadas en (x_0, y_0) en la pantalla que contiene la abertura y considerando el eje z como el eje normal al del plano que contiene la abertura, con origen en dicho plano, como se muestra en la figura **2.3**. El punto P de observación tendrá coordenadas (x, y, z) . Si se consideran distancias de observación mayores que las distancias transversales asociadas, el término de oblicuidad se puede aproximar como $\cos(\vec{n}, \vec{r}) \approx 1$, así la fórmula de Rayleigh-Sommerfeld (ec. 2.15) en coordenadas cartesianas queda como,

$$U(P) \approx \frac{1}{i\lambda} \int_{\Sigma} U(x_0, y_0, 0) \frac{\exp(ik\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z^2})}{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z^2}} dx_0 dy_0. \quad (2.17)$$

La distancia entre el punto de la abertura $(x_0, y_0, 0)$ y el punto de observación $P(x, y, z)$ es,

$$r = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z^2} = z \sqrt{1 + \frac{(x-x_0)^2}{z^2} + \frac{(y-y_0)^2}{z^2}}. \quad (2.18)$$

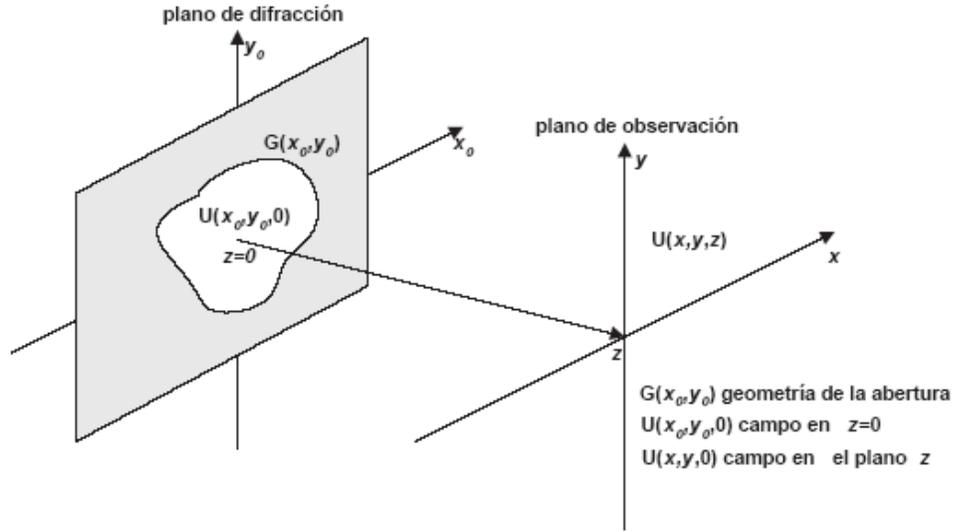


Figura 2.3 Geometría de la difracción de Fresnel

La aproximación de Fresnel se realiza entonces si se verifica que $(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \ll z^2$, entonces se puede aproximar r por z . En el caso de la exponencial este cambio no se puede realizar directamente ya que el periodo de las oscilaciones es muy rápido y la sustitución directa puede producir errores importantes en la estimación del ángulo. Lo que se hace es aproximar la raíz mediante una serie de Taylor hasta primer grado,

$$r = z \sqrt{1 + \frac{(x - x_0)^2}{z^2} + \frac{(y - y_0)^2}{z^2}} \approx z \left[1 + \frac{(x - x_0)^2}{2z^2} + \frac{(y - y_0)^2}{2z^2} \right]. \quad (2.19)$$

Esta aproximación equivale a aproximar una esfera por una superficie parabólica. De esta forma obtenemos la fórmula de difracción de Fresnel,

$$U(x, y, z) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \int_{\Sigma} U(x_0, y_0, 0) \exp\left(\frac{ik}{2z}(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\right) dx_0 dy_0. \quad (2.20)$$

Los límites de integración se extienden al campo de la abertura Σ . Estos límites se pueden extender de $-\infty$ a $+\infty$ considerando que el campo eléctrico fuera de la abertura es cero y haciendo $\psi(x, y) = U(x, y, 0)G(x, y)$, con $G(x, y)$ la

función que describe la geometría de la abertura. La integral de difracción de Fresnel puede ser interpretada como la convolución entre el campo en el plano en $z = 0$, $\psi(x, y)$, y la función de respuesta al impulso $h(x, y, z)$:

$$U(x, y, z) = \psi(x, y) * h(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x_0, y_0) h(x - x_0, y - y_0, z) dx_0 dy_0, \quad (2.21)$$

donde:

$$h(x, y, z) = \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left(\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right). \quad (2.22)$$

Esta función $h(x, y, z)$ que forma el núcleo de la convolución, corresponde a la expresión de una onda esférica con origen en $z = 0$ que ha viajado una distancia z , multiplicada por el factor $1/i\lambda$. Por tanto en la aproximación de Fresnel, el campo eléctrico escalar a una distancia z se obtiene mediante la convolución del campo en $z = 0$ con una onda esférica que ha viajado una distancia z .

Otra interpretación se puede obtener si se desarrollan los binomios $\left((x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\right)$ de la integral de difracción (ecuación 2.20).

$$\begin{aligned} U(x, y, z) &= \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x_0, y_0) \exp\left(\frac{ik}{2z}((x - x_0)^2 + (y - y_0)^2)\right) dx_0 dy_0 = \\ &= \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left(\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right) \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x_0, y_0) e^{\left(\frac{ik}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right)} e^{-\frac{ik}{z}(xx_0 + yy_0)} dx_0 dy_0 = \\ &= \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left(\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right) \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x_0, y_0) e^{\left(\frac{ik}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right)} e^{-2\pi i\left(\frac{x}{\lambda z}x_0 + \frac{y}{\lambda z}y_0\right)} dx_0 dy_0 \end{aligned} \quad (2.23)$$

Así la difracción de Fresnel se puede obtener a partir de una Transformada de Fourier escalada λz de $\psi(x_0, y_0) \exp\left(\frac{ik}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right)$ y una multiplicación por unos factores de fase constantes en el plano z :

$$U(x, y, z) = \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left(\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right) TF_{\lambda z} \left[\psi(x_0, y_0) \exp\left(\frac{ik}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right) \right] \quad (2.24)$$

Los factores de fase constante pueden omitirse, debido a que el campo que se observa es la irradiancia I , del campo difractado está dado por $I = \frac{c\mathcal{E}}{2} \langle U(x, y, z) \rangle^2$, de tal manera que:

$$I \propto \langle U(x, y, z) \rangle^2 = U(x, y, z) U^*(x, y, z) = TF \left[\psi(x, y, z) \exp\left(\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right) \right] \quad (2.25)$$

2.4 DIFRACCIÓN DE FRAUNHOFFER

Una de las condiciones para que la difracción de Fraunhofer se presente, es que la distancia z de separación entre el plano que contiene a la obstrucción y el plano de observación estén suficientemente alejados. Esta condición se logra cuando las dimensiones del objeto x, y , son muy pequeñas comparadas con la distancia z de observación; otra manera de realizar lo mismo, es colocando una lente entre ambos planos, separada por su distancia focal, tal como se muestra en la Fig. 2.4.

La difracción de Fraunhofer se puede realizar experimentalmente muy fácil sabiendo que una lente convergente (conocida como lente positiva) realiza un cambio de fase a un campo $u(x, y)$ incidente sobre ella similar a la transformada de Fourier. En el apéndice A se describe detalladamente la matemática para demostrar que una lente positiva realiza la transformada de Fourier de un objeto cuando éste es iluminado con una onda plana.

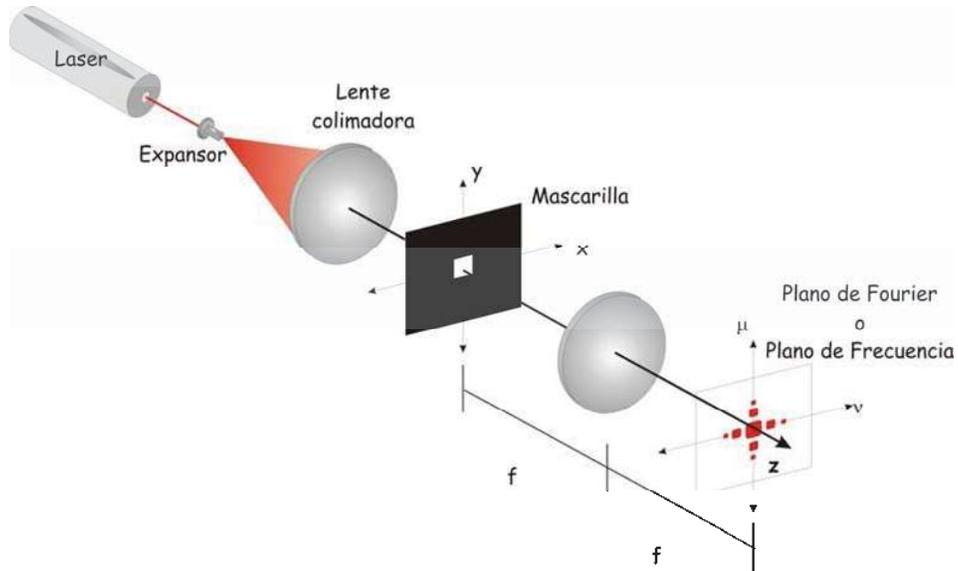


Fig.2.4 Representación de la transformada de Fourier. La lente positiva se coloca a la distancia focal entre los planos del obstáculo (máscara) y de Fourier (o de frecuencia)

Por lo que, para obtener el patrón de difracción de un objeto es necesario obtener su TF. A continuación se mencionan algunas de las propiedades más útiles de la transformada de Fourier para esta tesis.

La demostración de estas propiedades está fuera de los objetivos de la tesis y se pueden consultar en las referencias (1 y 2).

Sea la transformada de Fourier de la función $g(x,y)$, definida por $F(g(x,y))$ y de la función $h(x,y)$ dada por $F(h(x,y))$, se definen los teoremas:

➤ **De linealidad**

$$TF(\alpha g(x, y) + \beta h(x, y)) = \alpha TF(g(x, y)) + \beta TF(h(x, y)) \quad (2.26)$$

donde α y β son constantes. Este teorema significa que la transformada de una suma de dos funciones es simplemente la suma de sus transformadas individuales.

➤ **De escalamiento**

Si a y b son constantes diferentes de cero, entonces se cumple que

$$TF(g(ax, by)) = \frac{1}{|ab|} TF\left(g\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{b}\right)\right), \quad (2.27)$$

éste teorema implica que un alargamiento de las coordenadas en el espacio dominio (x, y) resulta en una contracción en el espacio de frecuencias.

➤ **De desplazamiento**

$$TF(g(x-a, y-b)) = \exp[-i2\pi(\nu a + \mu b)] TF(g(x, y)) \quad (2.28)$$

esto es, una traslación de una función en el espacio dominio introduce un cambio de fase en el espacio de frecuencias y la transformada de Fourier permanece inalterada.

A continuación se muestran algunos ejemplos útiles para esta tesis que muestran las propiedades mencionadas anteriormente

2.4.1 Ejemplos de Transformadas de Fourier

➤ ***Patrón de difracción de una rendija angosta infinita***

Imagínese un haz de luz cuyo frente de onda plano ilumina una rendija angosta infinita de ancho a paralela al eje y el patrón de difracción en el plano de Fourier de este objeto está dado por la Transformada de Fourier de la función que describe la rendija.

El campo $u(x)$ que se desea difractar está compuesto por una onda plana estacionaria que ilumina a la rendija, es decir, en el plano xy se tiene una onda plana $A(z) = A_0 e^{i(kz)}$ que ilumina a una rendija que se representa por

medio de una función rectángulo descrita por $rect\left(\frac{x}{a}\right) = \tau(x)$, entonces el

campo $u(x)$ está dado por $u(x) = A(z)\tau(x)$.

La función de transmitancia $\tau(x)$, es nula en las zonas opacas e igual a la unidad en las zonas transparentes, es decir:

$$\tau(x) = rect\left(\frac{x}{a}\right) = \begin{cases} 1 & -\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2} \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} \quad (2.29)$$

por lo que sustituyendo la función $u(x)$ en la definición de la Transformada de Fourier unidimensional se obtiene:

$$u(v) = \int_{-\infty}^{\infty} u(x)e^{-i2\pi vx} dx = \int_{-a/2}^{a/2} e^{-i2\pi vx} dx = -\frac{1}{i2\pi v} e^{-i2\pi vx} \Big|_{-a/2}^{a/2} = \frac{1}{i2\pi v} (e^{i\pi va} - e^{-i\pi va})$$

$$= a \frac{\text{sen}(\pi va)}{\pi va} = a \text{ sinc}(\pi va), \quad (2.30)$$

La función $\text{sinc}(x)$ es una función especial que a menudo se presenta en problemas de óptica física. El perfil de esta función se muestra en la Fig.2.5(a) y en la Fig.2.5 (b) se muestra el patrón de difracción que genera esta función.

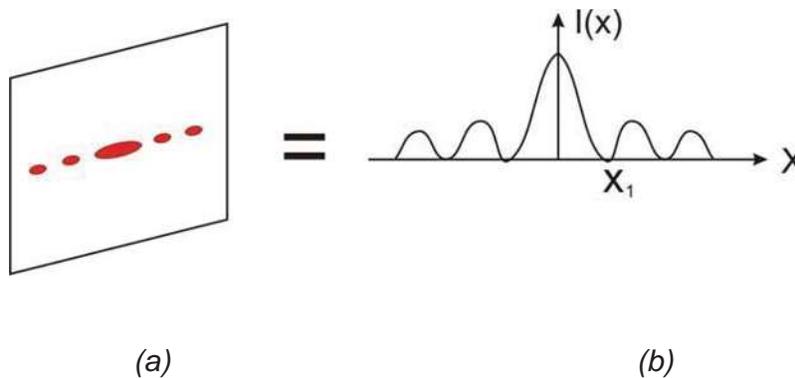


Fig2.5(a) Patrón de difracción de una rendija infinita larga,
(b) perfil de la función $\text{sinc}(x)$

➤ **Patrón de difracción de un cuadrado de ancho a .**

Si una obstrucción tiene la forma de un cuadrado de ancho a , al ser iluminado por una onda plana, la función de transmitancia de ésta se puede expresar mediante la ecuación:

$$u(x)=A(z)\tau(x,y) \quad (2.31)$$

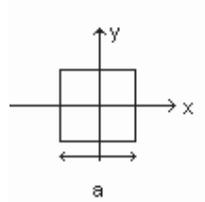


Figura 2.6 Obstrucción cuadrada de ancho a

En este caso la función $\tau(x,y)$ está dada por:

$$\tau(x,y) = \text{rect}\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{b}\right) = \begin{cases} 1 & -\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}, \quad -\frac{a}{2} \leq y \leq \frac{a}{2}, \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} \quad (2.31)$$

por lo que sustituyendo en la ec. (transformada de Fourier) y exceptuando constantes se obtiene:

$$\begin{aligned} u(\nu, \mu) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tau(y) e^{-i2\pi(\nu x + \mu y)} dx dy = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} e^{-i2\pi(\nu x + \mu y)} dx dy = a \frac{\text{sen}(\pi \nu a)}{\pi \nu a} a \frac{\text{sen}(\pi \mu a)}{\pi \mu a} \\ &= a^2 \text{sinc}(\nu a) \text{sinc}(\mu a) \end{aligned} \quad (2.31)$$

El patrón de difracción que se obtiene al difractar la luz, se muestra en la Fig. 2.7.

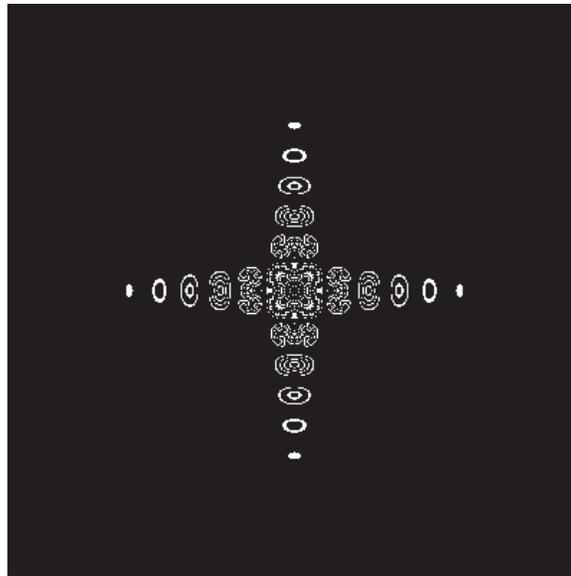


Fig. 2.7. Patrón de difracción simulado de una función rectangular.

➤ **Transformada de Fourier de un cuadrado desplazado**

Como se observa de la propiedad de desplazamiento, la transformada de Fourier de un objeto desplazado es idéntica a la transformada de Fourier del mismo objeto sin desplazamiento con un cambio de fase constante. En el siguiente ejemplo se demuestra este caso al difractar el mismo objeto cuadrado pero con desplazamiento, tal como se muestra en la Fig. 2.8.

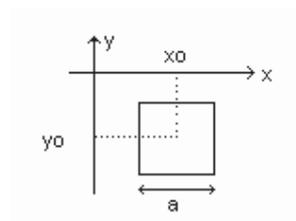


Fig.2.8 Cuadrado desplazado

En este caso, la función de transmitancia que se obtiene está dada por la ecuación:

$$\tau(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x-x_0}{a}, \frac{y-y_0}{a}\right) \quad (2.32)$$

y al sustituir en la ec. 2.25 se obtiene:

Como se puede observar, el patrón de difracción es idéntico al mostrado anteriormente para el caso de una abertura cuadrada sin desplazamiento. El cambio de fase adicional que aparece no cambia el patrón de difracción.

➤ **Transformada de Fourier de dos cuadrados**

En el caso que la luz se difracte por dos o mas aberturas, el patrón de difracción se puede hallar calculando las transformadas individuales de los elementos. Adicionalmente, aparecerá un término más debido a la interferencia de las aberturas.

Considérese el siguiente objeto compuesto por dos cuadrados, tal como se muestra en la Fig. 2.9

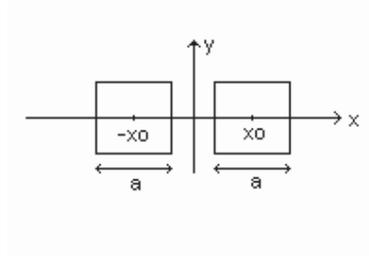


Fig. 2.9

en este caso, la función de transmitancia está dada por:

$$\tau(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x - x_0}{a}, \frac{y - y_0}{a}\right) + \text{rect}\left(\frac{x + x_0}{a}, \frac{y + y_0}{a}\right), \quad (2.34)$$

donde la función $\text{rect}(x, y)$ es descrita similarmente a los casos anteriores.

El patrón de difracción que se obtiene en este caso, se puede calcular al sustituir esta función en la ec. (la transformada de Fourier) por lo que entonces se obtiene que el campo difractado $u(\nu, \mu)$, está dado por

$$u(\nu, \mu) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tau(y) e^{-i2\pi(\nu x + \mu y)} dx dy = a^2 \text{sinc}(\nu a) \text{sinc}(\mu a) \cos(2\pi \nu x_0) \quad (2.35)$$

ésta ecuación indica que además que se obtiene el mismo perfil que en los dos casos anteriores, aparece una función cosenoidal que indica que existe interferencia modulada por difracción.

Nótese que este arreglo experimental tiene semejanza con el interferómetro de Young. Una región de este patrón se muestra en la Fig. 2.10.

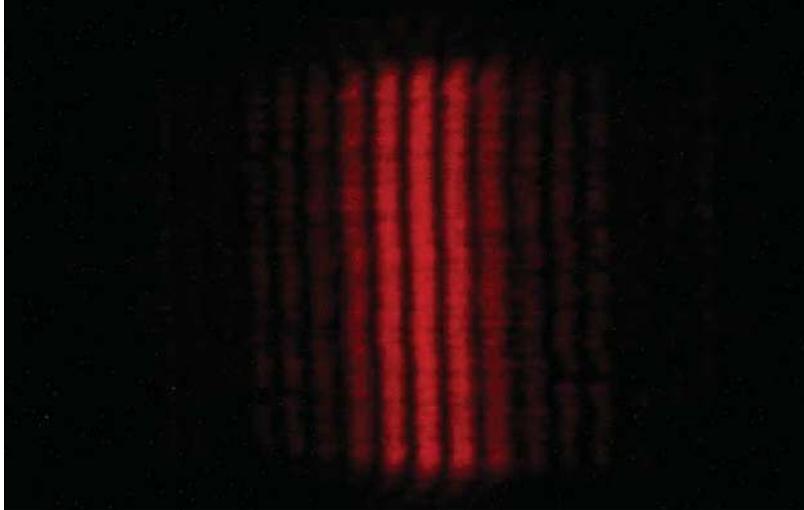


Fig. 2.10. Patrón de difracción de dos rendijas cuadradas. Obsérvese que las franjas de interferencia decrecen en intensidad en las orillas, lo que indica que están moduladas por difracción.

2.5 ELEMENTOS DIFRACTIVOS: HOLOGRAMAS

Un holograma es el registro sobre una película fotosensible de el patrón de interferencia formado por la intersección de dos haces coherentes, con el cual se puede reconstruir la imagen tridimensional de un objeto.

A diferencia de una película fotográfica, en donde sólo se pueden registrar diferencias de intensidad, en un holograma se registran además diferencias de fase, lo cual permite que la reconstrucción de la imagen sea idéntica al objeto tridimensional.

2.5.1 PROCESO PARA EL GRABADO DE HOLOGRAMAS

Para grabar un holograma se sigue el siguiente proceso: el haz proveniente de un láser es separado en dos usando un divisor de haz; el primer haz, llamado haz de referencia, incide directamente sobre la película holográfica, mientras que el segundo haz, llamado haz objeto, ilumina el objeto dispersando la luz, la cual interfiere con el haz de referencia sobre la película holográfica, registrando así el patrón de referencia de los dos haces el cual contiene información sobre la intensidad y la fase del objeto. Después del

proceso de revelado de la película, la información guardada puede recuperarse con el haz de referencia mediante la difracción que se produce al hacerlo incidir sobre el holograma dando así lugar a la reconstrucción de la imagen. La figura 2.11 muestra el arreglo para el grabado de un holograma.

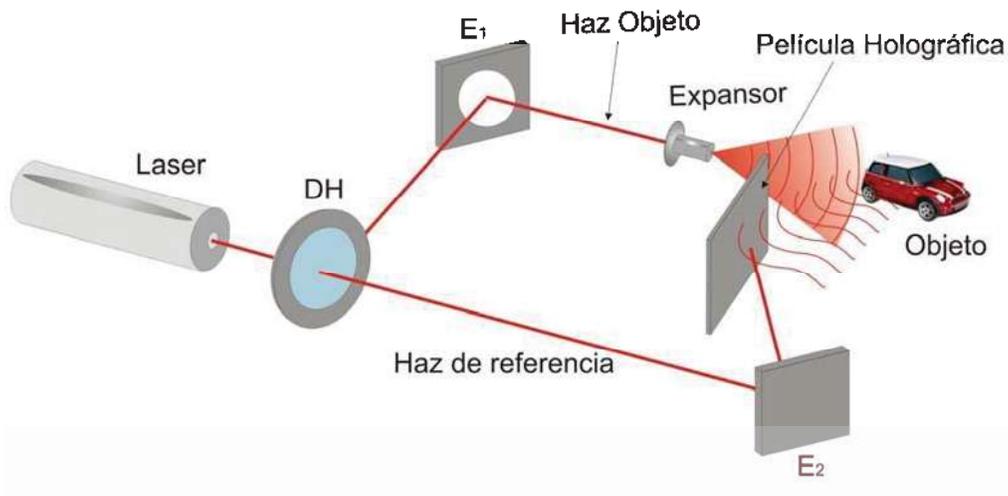


Fig. 2.11 Arreglo para grabar un holograma.

Para el grabado de un holograma se requiere considerar las condiciones de interferencia de Fresnel-Arago; las cuales dicen que se debe tener una fuente de luz coherente, monocromática y linealmente polarizada. Además La diferencia de camino óptico entre los haces de referencia y objeto, debe ser menor que la longitud de coherencia de la fuente de luz empleada.

2.5.2 DESARROLLO MATEMÁTICO DEL GRABADO DE HOLOGRAMAS

Como ya se mencionó, para grabar un holograma se requiere la interferencia de dos haces, el haz objeto ($\psi_1(\vec{r})$), y el haz de referencia ($\psi_2(\vec{r})$); que por simplicidad se representan como dos ondas planas:

$$\psi_1(\vec{r}) = A_1 e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}}, \quad (2.35)$$

$$\psi_2(\vec{r}) = A_2 e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} . \quad (2.36)$$

En la película holográfica, la superposición de estas ondas está dada por la siguiente ecuación:

$$\psi = \psi_1 + \psi_2 , \quad (2.37)$$

no obstante, la película registra la intensidad dada por la ecuación:

$$I = \frac{c\epsilon_0}{2} |\psi|^2 , \quad (2.38)$$

sustituyendo la ec. (3.64) en la ec. (3.65), y omitiendo constantes se obtiene

$$I = |\psi_1 + \psi_2|^2 , \quad (2.39)$$

desarrollando se obtiene la ec. (3.66)

$$I = |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + \psi_1^* \psi_2 + \psi_1 \psi_2^* , \quad (2.40)$$

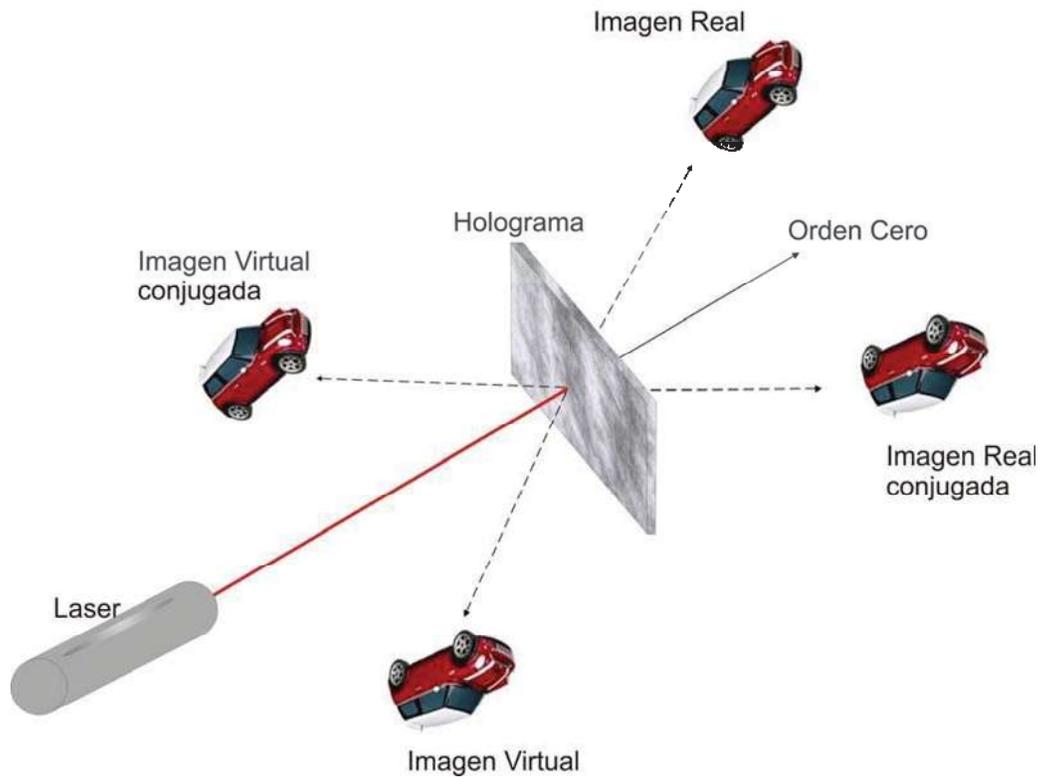
sustituyendo las ecs. (3.62) y (3.63) en la ecuación anterior se obtiene:

$$I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos[(k_2 - k_1) \cdot r] . \quad (2.41)$$

En la ecuación anterior se observa que los dos primeros términos dependen únicamente de las intensidades de las dos ondas incidentes; mientras que el tercer término depende de la diferencia de fase entre estas dos ondas. Éste término también se registra en la película holográfica, a diferencia de una película fotográfica donde sólo se graban los dos primeros términos, por lo que en un holograma se tiene información tanto de la intensidad como de la fase del haz objeto.

2.5.3 RECONSTRUCCIÓN DE LA IMAGEN DE UN HOLOGRAMA

Para la reconstrucción de la imagen, se hace pasar un haz de luz láser a través del holograma; de ésta manera el holograma actúa como una rejilla de difracción y los haces difractados forman dos imágenes: una imagen real del objeto detrás del holograma y una imagen virtual del lado donde incide el láser. También se forman las imágenes conjugadas de las anteriores y se ilustran en la fig. 2.12



(a)

Fig. 3.12 (a) Reconstrucción del holograma y formación de imágenes. (b) Imágenes reales. (c) Imágenes virtuales.

En la reconstrucción de la imagen del holograma se puede utilizar un haz igual al haz de referencia utilizado en la grabación, esto es, la ec. (2.38) se multiplica por la ec. (2.36), obteniendo así la ecuación:

$$I \cdot \psi_2 = \left(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + \psi_1^* \psi_2 + \psi_1 \psi_2^* \right) \cdot \psi_2 . \quad (2.42)$$

Por último, desarrollando la ecuación anterior se obtiene:

$$I \cdot \psi_2 = |\psi_1|^2 \cdot \psi_2 + |\psi_2|^2 \cdot \psi_2 + \psi_1^* \psi_2^2 + \psi_1 . \quad (2.43)$$

Como puede observarse, el tercer término es el haz objeto que define a la imagen conjugada, y el cuarto término es el haz que tiene la información del objeto.

2.5.4 CLASIFICACIÓN DE LOS HOLOGRAMAS

Los hologramas están clasificados de acuerdo al tipo de modulación que inducen en el campo óptico y pueden ser de amplitud o de fase; también depende del grosor del material relativo al espacio entre franjas generando hologramas gruesos o delgados; al modo de formación de la imagen produciendo hologramas de transmisión o de reflexión, y a la técnica empleada para su elaboración y pueden ser hologramas de Fourier, de reflexión, de color, etc.

Para un holograma de amplitud, la amplitud transmitida del haz de referencia es modulada de acuerdo a la absorción del material de registro. El material más común para grabar hologramas de amplitud es la emulsión holográfica de haluros de plata y se graban por simple exposición del material al patrón de interferencia y se procesa de manera similar a una película fotográfica. En este tipo de películas, la densidad de haluros de plata absorbe y modula la luz incidente permitiendo de esta manera registrar el patrón de interferencia. El rango del grosor de este material comercialmente disponible va desde unas micras hasta las 20 micras.

Los hologramas de fase se obtienen cuando se modula el relieve del material (blanqueando un holograma de amplitud o usando técnicas fotolitográficas) o mediante exposición directa a la luz modificando su índice de refracción.

Los hologramas de fase se pueden grabar en diferentes materiales, los mejores son las emulsiones de haluros de plata, la gelatina dicromatada, los materiales termoplásticos y los fotopolímeros. Cada uno tiene sus ventajas y desventajas y la elección de alguno de ellos depende de la aplicación.

En el siguiente capítulo se describen las características generales de los materiales de registro holográfico y se describen algunos de ellos de manera detallada.

REFERENCIAS DEL CAPITULO 2

- [1] **J. W. Goodman, Introduction to Fourier Optics, Mc Graw-Hill, Cap 7, 1996.**
- [2] **Mary L Boas, Mathematical Methods in the Physical Sciences, , Cap 15, 1983.**

CAPITULO 3

MATERIALES FOTOSENSIBLES

Los materiales fotosensibles son aquellos que reaccionan modificando sus propiedades físicas o químicas cuando sobre ellos incide luz con ciertas características, presentando así interesantes propiedades ópticas.

Estos materiales son de gran importancia en óptica debido al gran número de aplicaciones que tienen. Entre estas aplicaciones se incluyen las guías de onda, interconectores ópticos, sensores de luz o de temperatura, elementos difractivos o refractivos y quizás la más importante: medios de almacenamiento de información óptica en holografía.

En este capítulo se hará una revisión de las características principales de los materiales fotosensibles que comúnmente se usan en holografía y en la fabricación de otros elementos difractivos, que son las aplicaciones de interés para los fines de esta tesis.

En la siguiente sección se describen brevemente los tipos de hologramas que se pueden grabar y el material ideal donde se pueden grabar estos.

3.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES DE LOS MATERIALES DE REGISTRO HOLOGRÁFICO

El problema del desarrollo de un material óptimo para el grabado de hologramas, ha ocupado mucho tiempo de investigación en holografía. Esto se debe a que no existe un material que sea ideal para toda la variedad de aplicaciones que hay en este campo. Cada aplicación tiene su propio conjunto de requerimientos, y por lo tanto existe una gran variedad de materiales para el grabado de hologramas.

Dentro de los requisitos fundamentales o deseados de los materiales para grabado de hologramas se encuentran los siguientes requerimientos generales. [1]

➤ **Resolución**

El material para el grabado holográfico debe ser al menos capaz de registrar los patrones de interferencia de baja y alta frecuencia espacial. En holografía debido a que se utiliza la longitud de onda de la luz visible, el material debe ser capaz de resolver o grabar el patrón de interferencia de los haces objeto y referencia aun cuando entre ellos formen un patrón de franjas de frecuencia muy alta.

➤ **Sensitividad**

El material holográfico debe ser capaz de registrar patrones de interferencia en un tiempo razonable por lo que debe poseer suficiente sensibilidad para la radiación involucrada. Debido a que hay un amplio rango de longitudes de onda también hay un amplio rango de sensibilidades. Como regla general, para el espectro visible, la exposición requerida no debe rebasar los 10^4 ergs/cm². [1]

➤ **Rango espectral**

El material holográfico debe tener sensibilidad en el rango espectral de interés. Muchos materiales tienen una sensibilidad intrínseca en el azul, por lo que esta región generalmente no presenta ningún problema. En ocasiones el material es dopado para modificar su espectro de absorción y poder grabar hologramas en otras regiones espectrales, por ejemplo el rojo.

➤ **Otros**

Se deben considerar otros parámetros además de los ya mencionados anteriormente, por ejemplo, su fácil manejo y que su proceso de fabricación sea sencillo, además de tener un bajo costo. El manejo de estos materiales está determinado principalmente por las características del material, no todos son flexibles como las películas de haluros de plata por ejemplo, los cristales fotorrefractivos, o emulsiones de haluros de plata con un substrato de vidrio,

etc. La facilidad del proceso de fabricación es una consideración muy importante ya que hay algunos métodos que son largos y tediosos que requieren de mucho tiempo y de cuidados especiales. El bajo costo es otro aspecto importante para la producción de hologramas en serie.

3.2 MATERIALES PARA EL GRABADO DE HOLOGRAMAS

A continuación se mencionan algunos de los materiales comunes para el grabado de hologramas, como son los haluros de plata, gelatina dicromatada, fotoresist etc.

3.2.1 Emulsiones de haluros de plata

El material mas usado para el grabado de hologramas es sin duda la emulsión fotográfica, esto se debe principalmente a su resolución que excede las 2000 líneas por mm., a su versatilidad y a su fácil manejo.

La emulsión está constituida por un soporte que es una placa de vidrio o una lámina de plástico sobre la cual se tiene una capa de gelatina de algunas micras de espesor, en la que hay una suspensión de partículas de haluros de plata usualmente AgBr o AgI y se incorporan además sensibilizadores en la emulsión como se muestra en la figura 3.1.

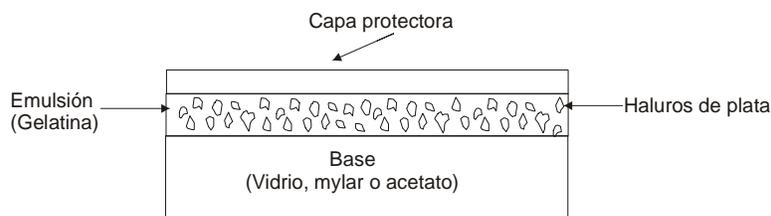


Figura 3.1
Estructura de una película fotográfica

La alta resolución de este material se consigue fabricando emulsiones con cristales de tamaño muy pequeño (decenas de nanómetros), pero entonces un cierto número de fotones deben ser absorbidos por cada cristal para hacerlo revelable, por lo que la densidad de energía necesaria de exposición para emulsiones con alta resolución es mucho más grande que la que es requerida por las emulsiones de baja resoluciones.

El proceso para el registro del holograma es el siguiente: una vez expuesta la emulsión, se somete a un proceso de revelado, cuya función es convertir los cristales de haluros que absorbieron más de cuatro fotones a plata metálica. Cada cristal de haluro contiene una gran cantidad de átomos de plata, por lo que se produce una amplificación muy significativa. Una vez realizado el proceso anterior, se tiene en la emulsión una mezcla de cristales de haluros que no fueron revelados y granos de plata metálica, cuya forma es filamentaria o irregular. Por esto la transmisión de la emulsión es muy baja.

En fotografía convencional, luego del proceso de revelado, se fija la emulsión, proceso que disuelve los cristales de haluro, sin afectar los granos de plata metálica. La transmisión de luz después del fijado es prácticamente igual. Para que este tipo de material sea utilizable en holografía, se requiere de algún proceso adicional que aumente la transmisión. Ya sea en el caso en que se ha fijado o no la emulsión, se utilizan procesos rehalogenadores, en los que se convierte nuevamente los granos de plata a cristales de haluros de plata. Con esto se logra que el patrón de interferencia que se registró inicialmente en la emulsión se convierta en una distribución de granos de haluros de plata, esto es, se tiene una modulación del índice de refracción. En el proceso se eliminan los sintetizadores originalmente presentes en la emulsión, con lo que se logra que el resultado obtenido sea bastante estable. Entre sus desventajas se encuentra el que se revele mediante un proceso húmedo lo que modifica las características del material, otra desventaja es la imposibilidad de reutilización del material como se requiere en ciertas aplicaciones.

Existen cuatro principales clases de emulsiones que se han usado en holografía, que pueden distinguirse por las compañías que las producen. La primera emulsión ampliamente usada, fue la película de alta resolución 649-F manufacturada por Kodak, la cual es sensible a todo el espectro visible. El grosor de la película es de aproximadamente 15 micras. Una medición común de la sensibilidad de una película es determinando la densidad de energía necesaria para conseguir una amplitud de transmitancia de 0.5. Se requieren

de aproximadamente $80\mu\text{J}/\text{cm}^2$ para la película 649-F. En la tabla 3.1 se muestran mas materiales de Kodak.

La segunda compañía manufacturera en importancia es AGFA-Gevaert, en particular su serie Scientia , que incluye las placas: 8E75 HD (sensible al rojo, con resolución de 5000 líneas/mm), 8E65 (sensible al verde, con resolución de 5000 líneas/mm), 10E75(sensible al rojo, con resolución de 2800 líneas/mm), y 10E56(sensible al verde-azul, con resolución de 2000lineas /mm). Estos materiales han sido optimizados para longitudes de onda particulares.

La tercera compañía es Ilford Limited, que tiene varias placas y películas nuevas con una alta resolución como se indica en la tabla 3.1.

La ultima clase de materiales esta fabricada por la Unión Soviética en colaboración con Europa del Este. No se incluyen en la tabla 3.1 ya que son muy difíciles de conseguir.

Material	Grosor de la emulsión ((m)	Sensibilidad Espectral (nm)	Sensibilidad ((J/cm ²)	Poder de Resolución (líneas/mm)
Kodak				
649-F (placa)	17	<700	80	>2000
649-F (película)	6	<700	80	>2000
649-GH	6	<560	100	>2000
120	6	<700	40	>2500
SO-173	6	<700	40	>2500
Agfa-Geavert				
8E75 HD	7	<750	10	<5000
10E75	7	<750	1	<2800
8E56 HD	7	<560	25	<5000
Ilford				
FT340T (placa)	6	<700	200	<7000
Hotec R (película)	7	<700	20	<7000
SP695T (placa)	6	<560	100	<5000
SP672 (película)	7	<560	100	<7000

TABLA 3.1. Principales fabricantes de películas holográficas y características de sus productos.

3.2.2 Gelatina dicromatada

Este tipo de emulsión se desarrolló como una forma de resolver el problema del tamaño finito del grano de las emulsiones de haluros de plata. En este caso se tiene una capa de gelatina en la que se introducen iones de Cr⁺³ que son sensibles a la luz. Los iones que absorben la luz modifican la gelatina en su vecindad, de modo que se obtiene finalmente una modulación del índice de refracción en dicha gelatina. La sensibilidad de este medio de registro es menor que en el caso de las emulsiones de haluros de plata y llega hasta el

extremo verde - azul del espectro visible (250.0-520.0nm). Estas emulsiones tienen un sellado especial después de ser procesadas para garantizar que permanezcan de forma inalterada.

El proceso para obtener hologramas en gelatina dicromada (GDC) es tedioso e implica un consumo grande de tiempo, aproximadamente de 12 horas [2] Además, la omisión de alguno de los pasos esenciales para la síntesis holográfica hace imposible la obtención del holograma. Por todo esto, a pesar de la alta eficiencia y la alta relación señal-ruido, pocos laboratorios hacen hologramas en GDC. Un método simplificado para obtener elementos ópticos holográficos (HOE) utilizando este material, fue descrito por G. Tharayil y colaboradores [2]. Dicho método es mucho menos tedioso y requiere un período de tiempo de procesamiento comparado con el empleado en hologramas registrados en haluros de plata. Con este método es posible registrar redes de difracción planas con una alta eficiencia de difracción.

3.2.3 Termoplásticos

En este tipo de material se utiliza un plástico cuya superficie puede cargarse con una distribución uniforme de carga eléctrica. La recombinación de las cargas es directamente proporcional a la cantidad de luz incidente sobre el material, de modo que la distribución de ellas reproduce la distribución de iluminación incidente. Para revelar este material, esto es, para lograr que esta distribución de cargas se traduzca en un cambio estable, se calienta el material hasta el punto de ablandamiento, con lo que en las zonas donde hay mayor concentración de dichas cargas, la fuerza entre ellas en las dos caras es mayor y por consiguiente habrá mayor deformación. La distribución de cargas se traduce en una modulación del espesor de la emulsión.

Este tipo de material produce hologramas con modulación de superficie solamente, por lo que no es adecuado para hologramas de reflexión. Una ventaja importante es que no requiere de procesamiento químico.

El proceso para registrar un holograma en estos materiales requiere de las siguientes etapas:

Carga eléctrica uniforme de la placa.

Exposición a la luz, que redistribuye la carga superficial.

Recarga eléctrica para intensificar el campo eléctrico.

"Revelado", por calentamiento de la placa que se deforma proporcionalmente a la carga acumulada.

Borrado, por nuevo calentamiento.

El nivel de exposición requerido es de 100 erg/cm^2 , que es del mismo orden que en una emulsión de haluros de plata. Por necesitarse sólo calor para "revelar" la emulsión, el proceso puede realizarse sin mover la placa sensible del montaje, lo que lo hace especialmente atractivo para el caso de interferometría. Cada placa puede utilizarse por lo menos para unos 300 ciclos de exposición.

3.2.4 Fotorrefractivos

Los cristales fotorrefractivos (CFR), constituyen un medio de registro holográfico que puede ser utilizado un número teóricamente infinito de veces y que no requiere ningún procesamiento adicional (revelado, fijado, otros).

Los hologramas se forman directamente en los CFR por medio de la luz incidente y además, pueden ser borrados ópticamente. La luz induce una redistribución de las cargas dentro del cristal, de modo que en cierto tiempo característico, se establece un equilibrio dinámico entre la distribución de intensidad de la luz de registro y la distribución interna de las cargas eléctricas. La variación de la distribución de dichas cargas provoca a su vez, una variación en el índice de refracción del cristal mediante el efecto electro-óptico, dando lugar a la formación de un holograma de volumen y de fase.

3.2.5 Fotorresinas

Las fotorresinas son básicamente materiales orgánicos que contienen sensibilizadores que permiten un cambio físico y químico que se presenta cuando se exponen a luz ultravioleta.

Este tipo de material de registro tiene la propiedad de comportarse como soluble (positiva) o insoluble (negativa) en un solvente orgánico después de ser expuesta a radiación ultravioleta. Después de ser expuesta (la resina positiva o negativa) se someten a un lavado, así que solo las partes insolubles permanecen produciendo un relieve en la superficie del material. También es posible producir hologramas de fase de volumen con las fotorresinas y con este modo de operación no es necesario revelar la resina después de la exposición, por lo que el procedimiento es completamente seco y el grabado es en tiempo real. Los hologramas que se graban con estos materiales son formados por cambios locales en el índice de refracción causado por la exposición a la luz ultravioleta.

Las fotorresinas más utilizadas son la Shipley AZ-1350, la Kodak Ortho Resist con la cual se han fabricado hologramas de volumen [3] y algunos otros experimentos se han hecho con la resina llamada RCA no.1.

Las películas de resina son preparadas mezclando la resina con un solvente adecuado y se depositan sobre un sustrato limpio, posteriormente, se retira el solvente por medio de evaporación.

La resina puede ser depositada sobre el sustrato simplemente sumergiendo el sustrato dentro de la mezcla de resina y solvente o por técnicas similares a las que se emplean en la producción de circuitos electrónicos. Cuando se usa una fotorresina negativa se obtienen mejores resultados si se somete a una preexposición para así asegurar el endurecimiento de la parte inferior de la resina y de esta manera se evita sobreexponer el holograma.

3.2.6 Calcogenuros

Las capas de calcogenuros (ChVS) pueden ser empleadas como medio de registro holográfico; tal estudio es realizado por Robur et al. Estas capas de calcogenuro (como el As_2Se_3) se utilizan para obtener hologramas de relieve de fase. Esto se basa en transformaciones fotoestructurales y el efecto de fotodopado. Dichos materiales poseen sensibilidad apropiada y alta resolución y uniformidad [4].

Los elementos ópticos de difracción han encontrado gran utilización y son muchos los campos donde ellos se aplican. La producción de estos elementos requiere una adecuada sensibilidad de los materiales a la radiación láser. En algunos trabajos se reporta el uso de capas de calcogenuro como medio de registro con los cuales es posible la producción de estos elementos [5].

3.2.7 Fotopolímeros.

En una emulsión de fotopolímeros, se tiene una mezcla de monómeros en los que la reacción de polimerización es catalizada por la luz. Además de los monómeros, en la emulsión se incluyen sensibilizadores, los que contribuyen a la iniciación de las reacciones de polimerización. La exposición a la luz en la que se tienen variaciones de intensidad, resulta en un volumen en el que el grado de polimerización depende directamente del nivel de exposición, y por ende, se logra una modulación del índice de refracción. Por tratarse de un medio prácticamente continuo, la difusión de luz por parte del holograma casi no existe. Comparado con una emulsión de haluros de plata, la sensibilidad de los fotopolímeros es mucho menor, aunque han surgido avances importantes en estos materiales. Este tipo de medio de registro es especialmente útil para hacer hologramas de reflexión, que son de alta eficiencia y muy bajo ruido (muy poca difusión de luz parásita).

Algunas fuentes [6], reportan el uso de un fotopolímero con colorante sensibilizador como medio de registro para interferometría en tiempo real. El fotopolímero con colorante sensibilizador es una mezcla de monómeros acrílicos solubles en agua, un catalizador y un colorante sensibilizador. Las moléculas de colorante fotoexcitadas reaccionan con el catalizador produciendo radicales libres, los cuales inician la polimerización de los monómeros. El fenómeno de difusión molecular influye en la modulación del índice de refracción. Dado que el sistema es inicialmente un líquido poco viscoso, las muestras son uniformemente pre-expuestas para obtener el grabado estable de un holograma [6].

El fotopolímero es autorevelable, el holograma se fija rápidamente en la placa con una lámpara de destello para descomponer el agente sensibilizador y detener la polimerización. La alta capacidad de modulación del índice de refracción de estos materiales, permite obtener interferogramas de alta calidad con láser de potencia relativamente baja. FUENTES, R.; F. MATEOS [6] realiza un experimento de interferometría holográfica utilizando un láser de emisión continua. En dicho experimento se estudia el área central de un objeto parabólico sometido a distorsión, bajo condiciones de presión constante.

El uso de un fotopolímero de respuesta óptica no lineal para el almacenamiento reversible de datos ópticos, se reporta por Kim, et al. [7]. Los autores realizan el estudio de la orientación fotoinducida y el registro de redes holográficas borrables en un nuevo fotopolímero amorfo, que contiene grupos de azobenceno. Se utiliza luz blanca linealmente polarizada y un láser de argón de 488 nm, con lo cual es posible observar la orientación de estos grupos de azobenceno en la dirección perpendicular a la incidencia de la luz polarizada en la capa de polímeros. La utilización del láser de argón (polarizado) permite el registro de redes holográficas con alta eficiencia de difracción, estas redes fueron estabilizadas en una cámara de temperatura.

Los hologramas de volumen pueden ser registrados en capas líquidas fotopolimerizables [8]. Se realiza un análisis termodinámico de la formación de dichos hologramas en estas capas compuestas por un monómero polimerizable y un solvente. Boiko et al., demuestran que este análisis en la formación de hologramas estables e inestables fotoquímicamente en el mecanismo de registro difusivo, puede hacerse si se adopta el carácter microheterogéneo de la fotopolimerización. En el trabajo [8], se formula el basamento teórico para la selección de composición del material de grabado.

El material con el que se trabajó para desarrollar esta tesis, esta dentro de esta categoría, es un fotopolímero del cual se citaran sus características en un capítulo posterior.

Referencias del capítulo 3

[1] H. M. Smith, Principles of holography, John Wiley, Cap. 5, 1975

[2] THARAYIL, G.; GEORGEKUTTY and HUA-KUANG LIU (1987): "Simplified Dichromated Gelatin Holograms Recording Process", Appl. Opt., 26(2).

[3] SOLANO, C. and R.A. LESSARD (1985): "Phase Gratings Formed by Induced Anisotropy in Dyed Gelatin Plates", Appl. Opt. 24(12).

[4] ROBUR, I. I.; P.F. ROMANENKO; A.V. STRONSKI; L.I. KOSTROVA; P.E. SCHEPELJAVI and S.A. KOSTIOUKEVITCH (1993): "Chalcogenide Layers as Holographic Media", Proc. of SPIE- The International Society for Optical Engineering, 1983, 593-594.

[5] STRONSKI, A.V.; P.F. ROMANENKO; I.I. ROBUR; I.Z. INDUTNYL and P.E. SCHEPELJAVI (1993): "Application of Vitreous Chalcogenides in Diffractive Optics", Proc. of SPIE- The International Society for Optical Engineering, 1983, 674-675.

[6] FUENTES, R.; F. MATEOS and A. FIMIA (1990): "Real Time Interferometry with a Dye-Sensitized Photopolymer as Recording Material", Proc. of SPIE-The International Society for Optical Engineering, 1319, 249.

[7] KIM, D.Y.; LIAN LI; RU. J. JENG; JAYANT KUMAR; MICHAEL A. FIDDY and SUKANT K. TRIPATHY (1993): "Nonlinear Optical Photoresponsive Polymer for Reversible Optical Data Storage", Proc. of SPIE- The International Society for Optical Engineering, 1853, 23-28.

[8] BOIKO, YURY B.; VASILY M. GRANCHAK; LOSIPH I. DILUNG and VLADISLAV YU MIRONCHENKO (1991): "Volume Holograms in Liquid Photopolymerizable Layers", Proc. of SPIE- The International Society for Optical Engineering, 1238, 258-265.

CAPITULO 4

RESULTADOS EXPERIMENTALES

4.1. NORLAND OPTICAL ADHESIVE

El Norland Optical Adhesive No. 63 (NOA 63) es un adhesivo que se emplea generalmente en los laboratorios ópticos para pegar lentes, espejos, prismas entre otras cosas; es un fotopolímero líquido transparente el cual polimeriza cuando es expuesto a radiación UV.

En la figura se muestra la curva de transmisión del NOA 63 donde se observa que para la región visible del espectro electromagnético, el NOA 63 es completamente transparente, mientras que para la región UV presenta un decaimiento en la transmisión conforme la longitud de onda va disminuyendo. El rango de absorción máxima para el curado del NOA 63 es de 350-380 nanómetros como se muestra en dicha figura.

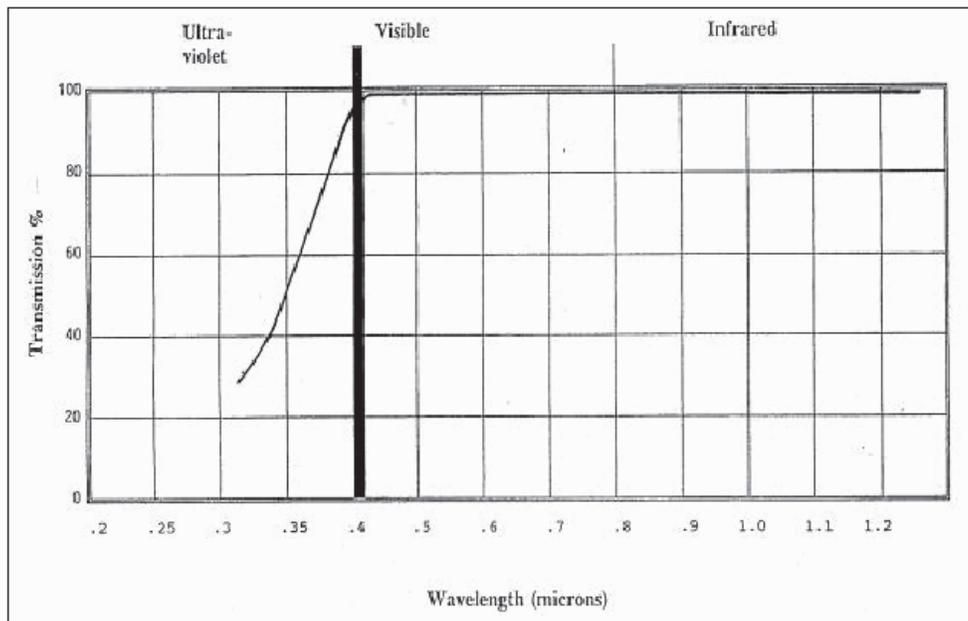


Fig. 4.1. Espectro de transmisión del NOA 63.

El NOA 63 se polimeriza en un tiempo relativamente rápido dependiendo del espesor de la película y la energía de la radiación UV utilizada. En la tabla 4.1 se muestran los tiempos típicos de polimerización y algunas de las fuentes

de luz que pueden usarse para curar el adhesivo. La luz solar también puede emplearse para curar el adhesivo.

Tabla 4.1. Tiempos de polimerización típica o secado.

Fuente de luz	Espesor de la película	Pre-polimerizado	Polimerizado
Lámpara de Mercurio de 100V	1-10 ml	15 sec	5 min
Lámpara de luz negra fluorescente de 2-15 V	1-10 ml	60sec	20 min

En la tabla 4.2 se muestran algunas de las características del NOA 63.

Tabla 4.2. Características del Norland Optical Adhesive 63.

Sólidos	100%
Viscosidad a 25° C	1200cps
Índice de refracción	1.524
Elongación	80%
Módulo de elasticidad (psi)	20,000
Fuerza de Tensión (psi)	1,500
Dureza	50
Rango de temperatura	-15°C a 60°C

Para la limpieza del adhesivo se puede emplear acetona si el proceso de polimerizado no ha sido completado. En caso que el NOA 63 haya polimerizado por completo y se requieran limpiar las superficies que se unieron, se puede utilizar cloruro del metileno.

Se deben tomar ciertas precauciones al manejar el NOA 63. Hay que evitar el contacto prolongado con la piel y en caso de que éste exista se debe lavar la parte afectada con agua corriente y jabón. Si llegará a tener contacto con los ojos, se deben enjuagar con suficiente agua por 15 minutos e inmediatamente buscar asistencia médica. Se debe utilizar el material en un lugar bien ventilado. **Referencia**_____

4.2. HIPOTESIS DEL PROCESO DE POLIMERIZACIÓN DEL NOA 63

En la fabricación de hologramas de alta calidad, se observa una eficiencia de difracción no uniforme. Los haces empleados en la reconstrucción y el grabado se coliman y tienen intensidad uniforme. Esta eficiencia es mayor en el centro de la rejilla que en los bordes. Al medir el espesor de la capa del material fotosensible, se encuentra que la capa del material es mas gruesa en el centro que en los bordes. Para corregir esta falta de uniformidad se utiliza una centrifugadora o spinner para depositar la película de material sobre el sustrato. De esta manera se garantiza que la película tenga un espesor constante para que no afecte la eficiencia de difracción. **(A. Olivares Pérez, *Procedure for producing uniform layers of photoresist for holographic applications, Optical Engineering, June 1993, Vol. 32, No. 6, p. 1257-1260*).**

En esta tesis se muestra que un material polimérico tiene buen comportamiento para grabar información de fase como hologramas o kinoforms. Este material es el pegamento Norland Optical Adhesive No. 65, distribuido por la Compañía Norland Products Inc. El NOA 65 es un adhesivo compuesto por una mezcla de mercapto-ester con un monómero de acrilato.

Los polímeros con base de acrilato muestran buena respuesta para aplicaciones holográficas. Los acrilatos son familias de polímeros que son una clase de vinilo. Los monómeros de acrilato son ester que contienen grupos de vinilo tal como se muestra en la fig. 4.2. Algunos acrilatos tienen un grupo metil extra pegado al carbón alfa, y son llamados metacrilatos. Un metacrilato mas

común es el polimetil metacrilato (PMMA). El NOA 63 tiene dopantes de mercaptanos, estos grupos moleculares son usados para muchos adhesivos y tienen la característica de polimerizar epoxy rápidamente a temperatura ambiente. Los mercaptanos son los equivalentes al alcohol pero con la particularidad que el término hidroxil (-OH) es reemplazado por el grupo -SH. Los mercaptanos son menos sensibles en su velocidad de curado que otros endurecedores.

Los ester que forman el adhesivo NOA 63 tienen un subgrupo de mercaptanos que son derivados del ácido carboxílico donde el grupo hidroxil (-OH) es reemplazado por el alcoxi (-OR). Los ester pueden ser reproducidos por la reacción entre el alcohol y el ácido carboxílico con la pérdida de una molécula de agua y es posible obtener con la técnica de Fischer por condensación esterificación.

Con los monómeros de acrilato y los radicales de mercaptano ester es posible construir la estructura molecular del adhesivo NOA 63.

En los sistemas de curado con UV, un fotoiniciador que genere un radical libre es requerido. Los radicales libres son típicamente producidos por una abstracción de hidrógeno con la radiación UV.

El tiempo de curado de estos adhesivos depende de la cantidad de intensidad y la longitud de onda de la luz UV. Los fotoiniciadores son activados por radiación UV. La polimerización iniciada requiere una igualdad precisa de producto y la fuente de luz UV. Los radicales libres creados empiezan la polimerización. El proceso de polimerización puede ser resumido en los siguientes pasos:

- a) Antes de la exposición a la luz UV, el adhesivo permanece en un estado líquido debido a que los monómeros y el fotoiniciador no reaccionan entre sí.
- b) Cuando se expone a luz UV los fotoiniciadores empiezan a cambiar produciendo radicales libres.
- c) Los radicales libres y los monómeros reaccionan para crear cadenas de monómeros.

d) En el estado polimerizado, las cadenas de monómeros se convierten en cadenas de polímeros ligados.

4.3 TECNICA DE LITOGRAFIA

Los principales parámetros de litografía son la resolución, profundidad de foco y la salida. De estos tres parámetros, la resolución es la más importante. La resolución es determinada por muchos factores, tal como los parámetros del sistema óptico (incluyendo las lentes de proyección y la iluminación). El proceso fotolitográfico es no lineal respecto de la amplitud y distribución de intensidad en la máscara.

Como se mencionó anteriormente, los hologramas fabricados con polímeros tienen una variación en sus eficiencias de difracción debidos principalmente a la variación en el espesor de dicho material, por lo que es importante controlar el depósito de los polímeros o material en el sustrato o soporte para que el espesor sea homogéneo y la eficiencia dependa exclusivamente de la modulación en relieve o fase de la máscara.

El proceso fotolitográfico usado en esta tesis es muy simple y es similar al proceso que se emplea en electrónica para fabricar las tabletas de circuitos electrónicos. Esta técnica consiste en colocar sobre el polímero a grabar (baquelita en el caso para electrónica) una máscara que contenga la información deseada (hologramas o cualquier imagen) y exponerla a la luz UV para el curado del polímero.

Son dos los procesos que hay que considerar y tener un cuidado especial para que los DOE se obtengan con una buena resolución. A continuación se describe el proceso mediante el cual depositó el NOA 63 en un sustrato de vidrio.

Se utilizó un portaobjetos como sustrato para depositar el NOA 63. Los portaobjetos se sometieron a un proceso de limpieza que se describe a continuación. Primero se someten a un baño en una lavadora de ultrasonido por 10 minutos y después de ser secados, se sumergen en acetona tomándolos por los costados con guantes o pinzas para no tocarlos con las manos. Después de secarlos se bañan con alcohol isopropílico durante algunos minutos y se secan. El secado de estos portaobjetos se realizó con aire a presión. Después de esto, los portaobjetos están listos para utilizarse.

Una vez limpios los portaobjetos, se colocaron en una superficie lisa perfectamente horizontal y se les colocó 3 gotas de NOA 63. Se deja reposar por unos minutos hasta que la superficie del material fuera plana.

Como se mencionó anteriormente, se debe tener cuidado también en la elaboración de la mascarilla. En esta tesis se utilizaron 3 tipos de mascarillas que permitieron grabar elementos difractivos, copiar hologramas y kinoforms.

Los elementos difractivos se grabaron utilizando negativos de fotografía como mascarilla. Para su elaboración se siguieron los siguientes pasos.

Primero se diseñaron en computadora los elementos que se quieren obtener. En este caso, se dibujaron las funciones matemáticas del seno, una función triangular y una letra A, entre otros. Para dibujar estos objetos se utilizó el programa Corel Draw X3 y se desplegaron en el monitor de la computadora. Con una cámara fotográfica reflex Cannon se tomó la fotografía usando película kodak TX 400 en blanco y negro. Se recomienda usar el exposímetro de la cámara fotográfica para obtener el tiempo y diafragma adecuados para que la película se exponga a la luz adecuadamente y se obtenga un buen contraste en el negativo. De acuerdo al tipo de dibujo y la iluminación del laboratorio los tiempos de exposición y diafragma de la cámara se cambiaron para cada objeto. Después que se obtuvo la fotografía se revela el negativo siguiendo las indicaciones de kodak que se describen a continuación.

Después de realizar la toma fotográfica, se extrae la película del carrete en el y se introduce en el tanque de revelado. Todo este proceso se realiza con la luz del laboratorio apagada. Posteriormente, se vierte el revelador D-76 (es el indicado en este tipo de películas) en el tanque de revelado e inmediatamente se agita durante 25 segundos y se deja reposar por 5 segundos. Al término de este periodo de tiempo, se invierten los tiempos, es decir, se agita el tanque durante 5 segundos y se deja reposar 25 segundos. Este proceso se repite 15 veces hasta que se completen 8 minutos que es tiempo necesario recomendado.

Después se vacía el tanque de revelado y se enjuaga la película con baño de paro o con agua limpia. Durante el enjuagado es necesario que se agite vigorosamente el tanque para que no queden residuos del revelador. El enjuagado de la película se lleva a cabo 3 veces. Nuevamente se vacía el tanque de agua y se vierte fijador rápido. Cuando el tanque se llena con fijador, se repite el proceso de agitado y reposo ya descrito durante 3 minutos. Posteriormente, se vacía el tanque y se vuelve a enjuagar la película con la diferencia que en el último enjuague se vierten 3 gotas de líquido endurecedor, se agita el tanque y después se saca la película. El endurecedor produce espuma y la película se deja secar con ella colgándolo de forma vertical. Esto produce que el negativo quede suficientemente rígido y plano.

Para producir los hologramas, se empleó la película holográfica de alta resolución SO-253 de kodak. El arreglo holográfico es similar al descrito en el capítulo 3 y que se muestra en la fig. XXX. Para revelar la película holográfica se sigue el mismo proceso anteriormente descrito pero se sustituye el revelador D-76 por el revelador Dektol que es el recomendado para este tipo de películas.

Fig. XXX. Fotografía del arreglo experimental para grabar hologramas.

Una vez que se fabrican las mascarillas se colocan sobre el polímero NOA 63 ya depositado sobre el portaobjetos tal como se muestra en la Fig. XXXXD

Fig. XXXXD. Esquema del arreglo experimental para litografía.

Como puede observarse en la fig XXXXD se expone a luz UV. Por recomendaciones del fabricante, el NOA 63 se polimeriza bien con la luz UVB (cuya longitud de onda está comprendida entre los 380-320 nm; también existe la denominada luz UV corta cuya longitud de onda es menor a la anterior). La lámpara que se utilizó en el laboratorio es una lámpara UVB. Para exponer el material a la luz UV se utiliza una caja cerrada para evitar que la luz dañe la salud al exponerse a esta radiación. Se utilizaron también unos separadores de plástico de 1 mm de espesor como puede verse en la figura. Esto es con el fin de que el elemento holográfico tenga un espesor uniforme y el peso de la mascarilla no altere dicho espesor.

Con la lámpara UV la muestra se expone durante una 1 hora para obtener el proceso de curado completo, pues si se utiliza un tiempo menor se corre el riesgo que el material no se cure por completo. También se puede utilizar la radiación solar para el proceso de curado; es decir, la muestra una vez preparada para su exposición se saca al sol durante 5 minutos que es el tiempo necesario para el curado completo.

Para copiar los kinoforms se utilizó la radiación solar para el proceso de curado y se expuso durante 3 minutos y se retiró la mascarilla, de lo contrario se corre el riesgo que se quede pegado el plástico del kinoform con el NOA 63.

4.4 RESULTADOS EXPERIMENTALES

Para obtener las fotografías de los elementos difractivos generados, se emplea el arreglo experimental mostrado en la fig. XXX

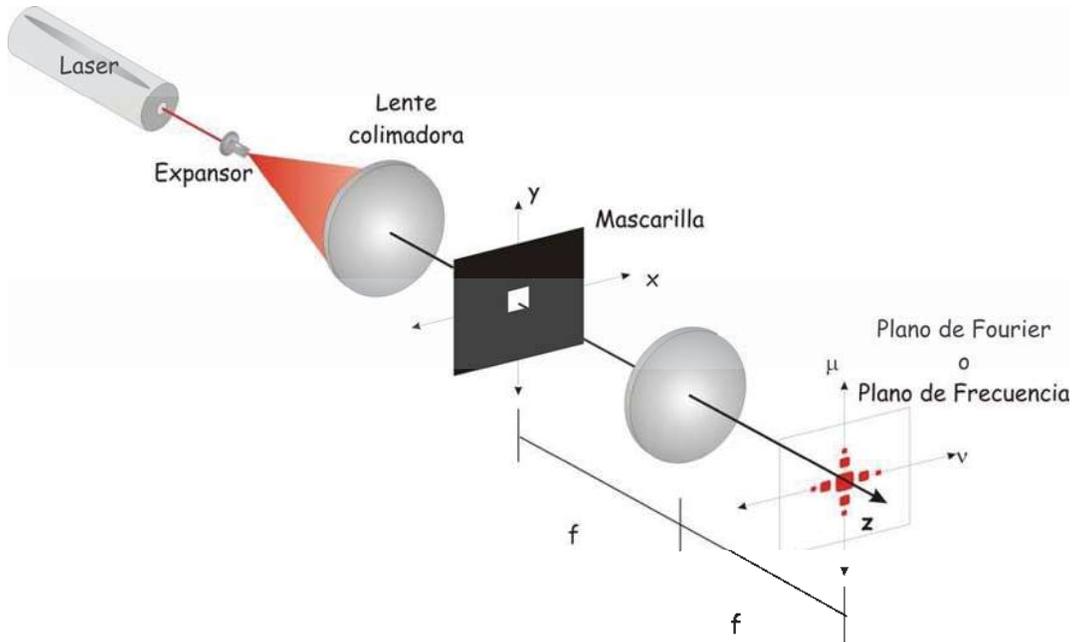


Fig. XXX. Arreglo de la transformada de Fourier.

Un haz de luz proveniente del laser He-Ne es expandido y filtrado por un sistema de filtraje espacial compuesto por un objetivo de microscopio y un pinhole o micro agujero. Después se coloca una lente positiva a la distancia focal de éste para colimar el haz. El pinhole actúa como una fuente puntual que genera una onda esférica y la lente colimadora obtiene la transformada de Fourier de la fuente.

Si la fuente de luz se representa por medio de la función

Delta bidimensional

Entonces la lente obtiene la transformada de Fourier ya definida por

La transformada

Y sustituyendo la ec.(delta) en la ec. (transformada)

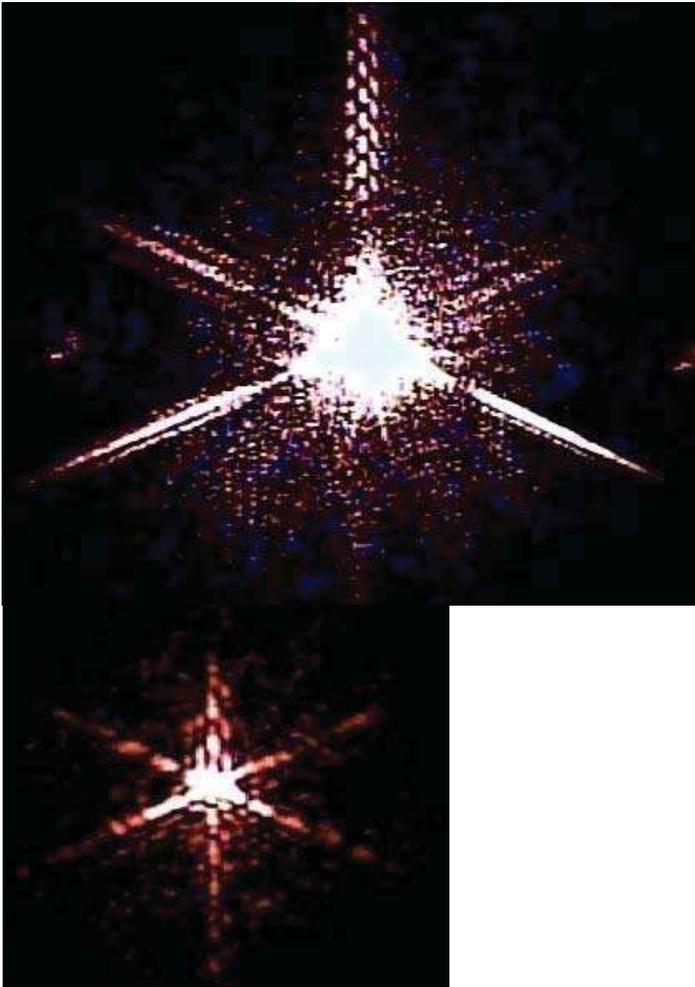
Se obtiene

La ec. De una onda plana

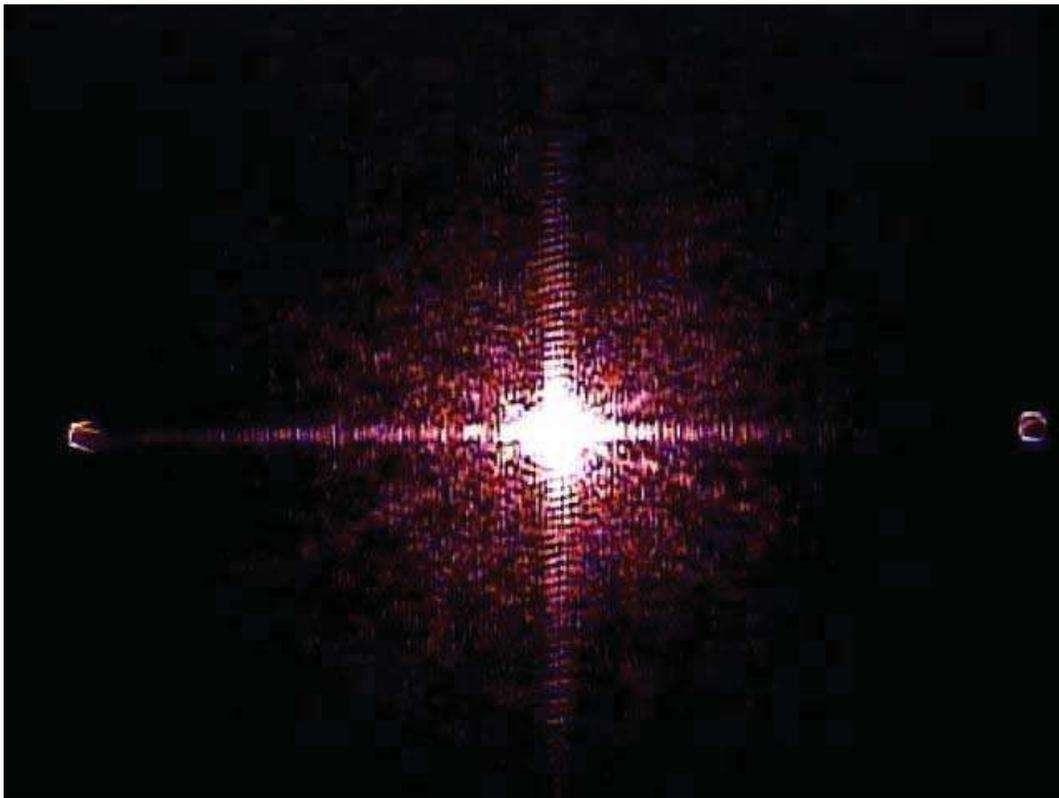
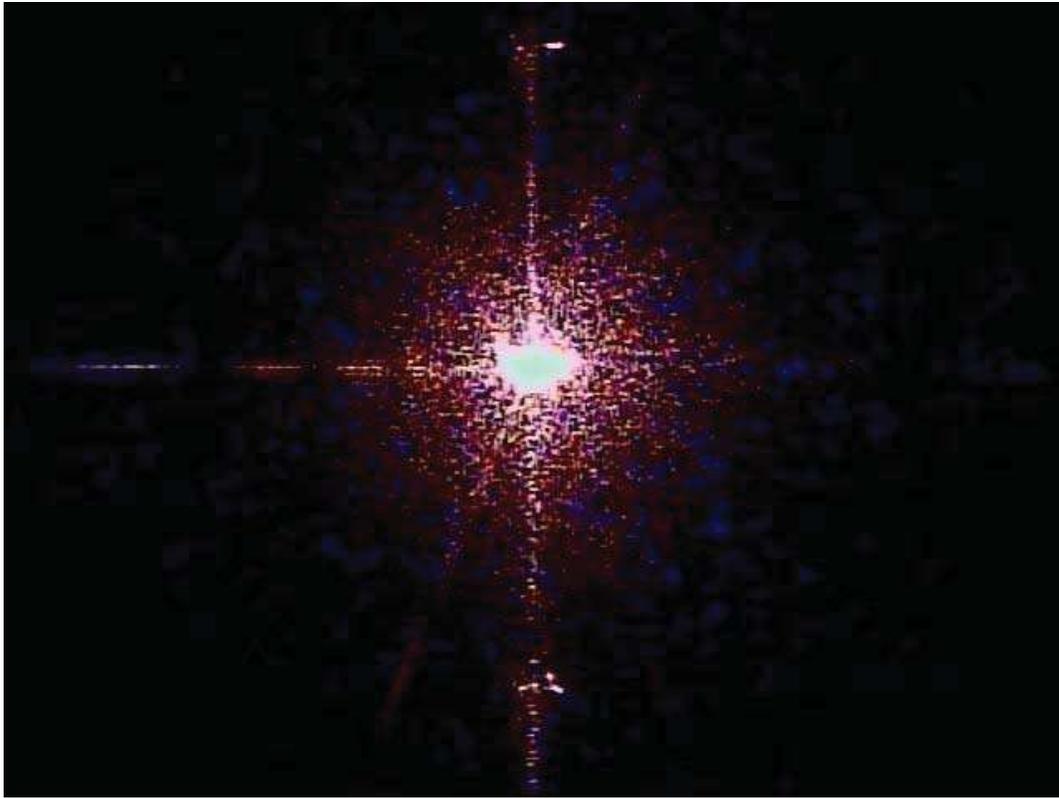
la ec. (de la onda plana) representa la ecuación de una onda plana propagándose sobre el eje z. Esta onda plana ilumina el objeto colocado en el plano (x_0, y_0) cuya función de transmitancia es $u(x_0, y_0)$, por lo que la lente transformadora (ver Fig) obtiene nuevamente la transformada de Fourier de éste objeto cuya expresión es similar a la ecuación (la transformada).

En las siguientes fotografías se muestran los objetos utilizados como mascarillas, las transformadas de Fourier que se obtienen con éstas

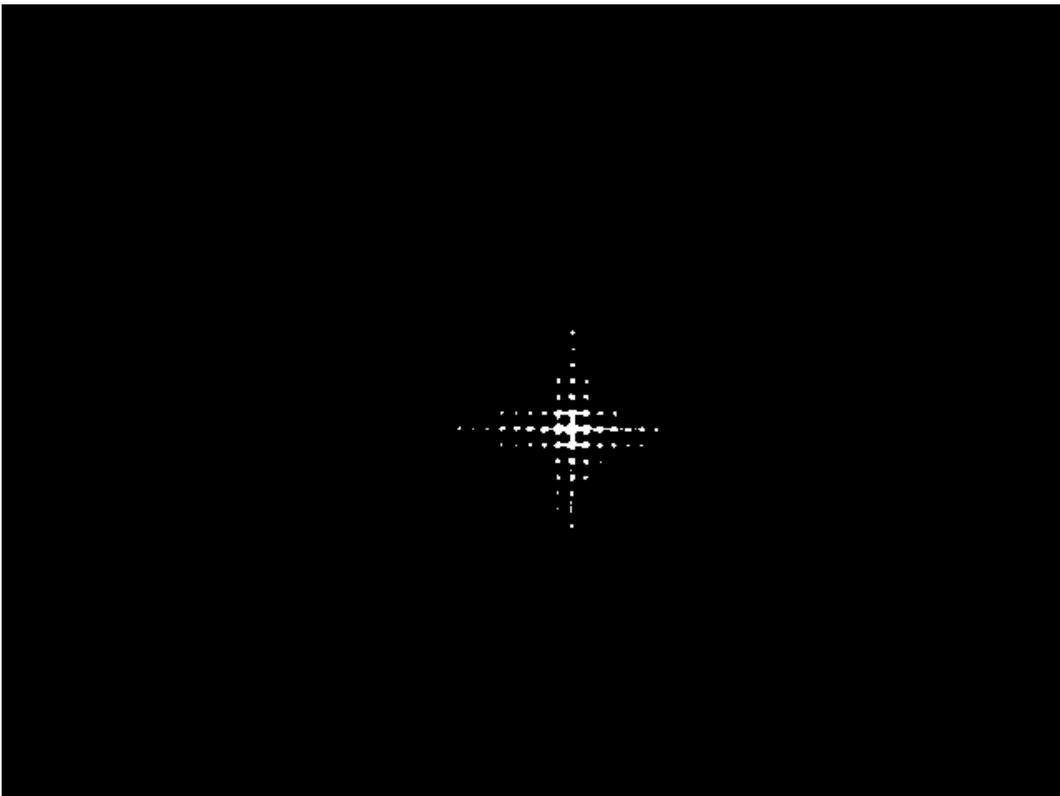
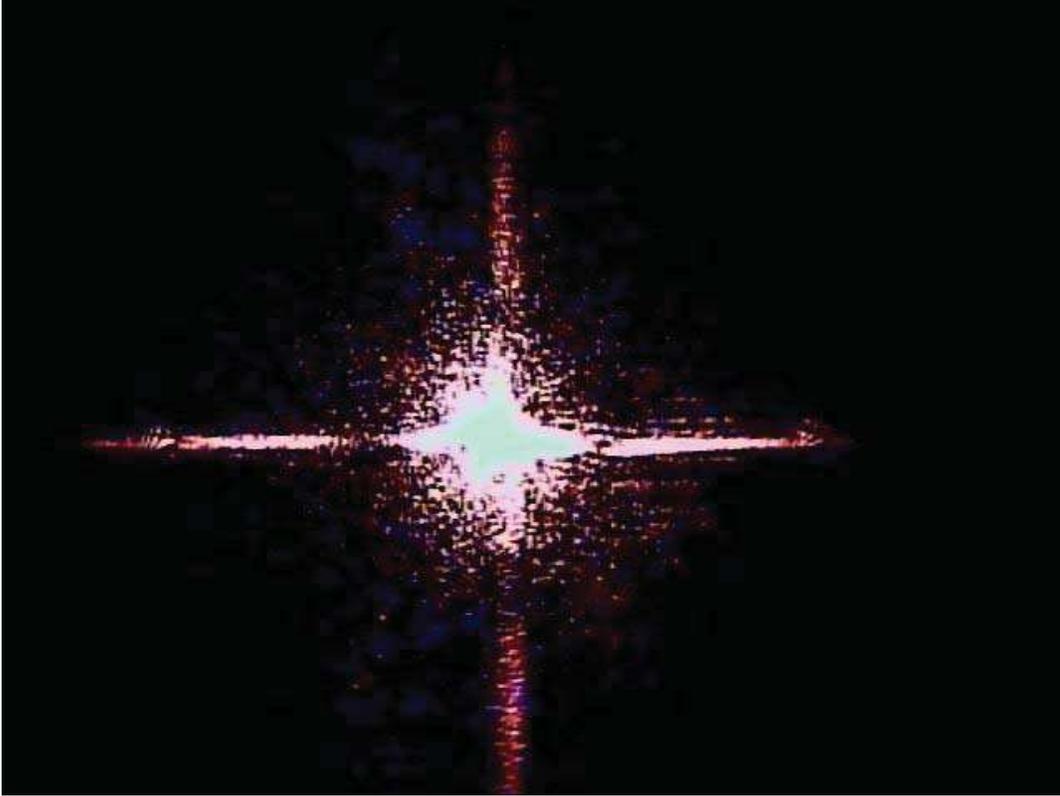
masking and the transforms obtained with the diffractive elements obtained with these masks.



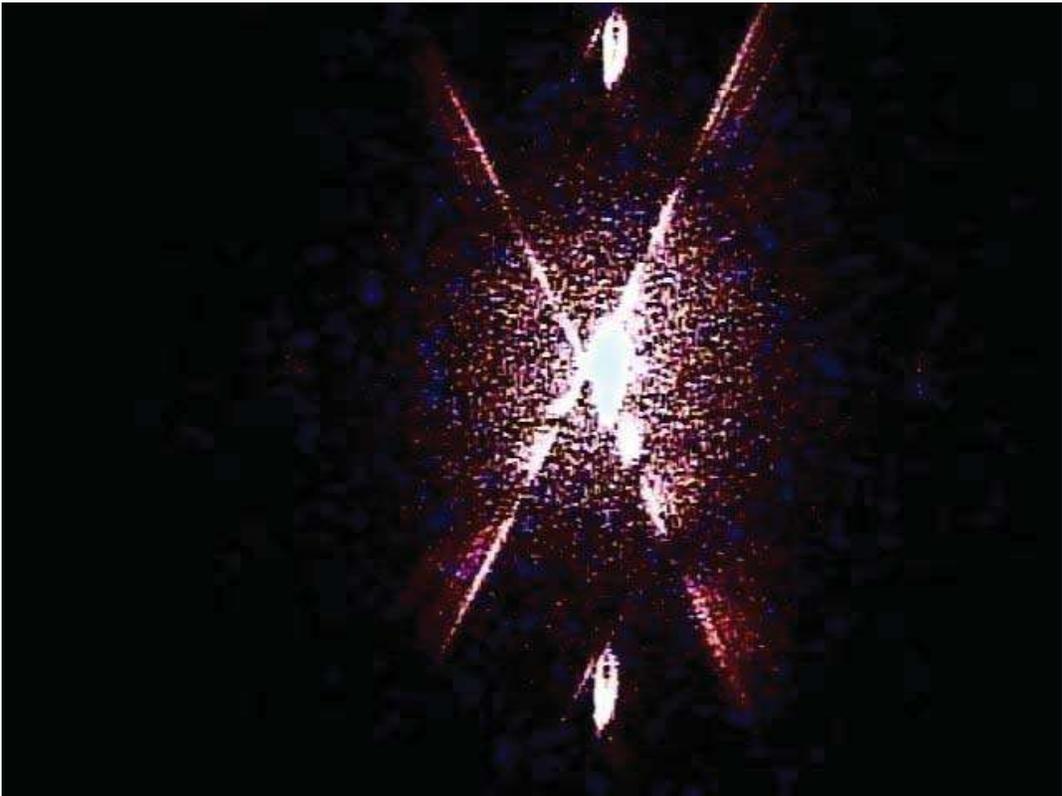
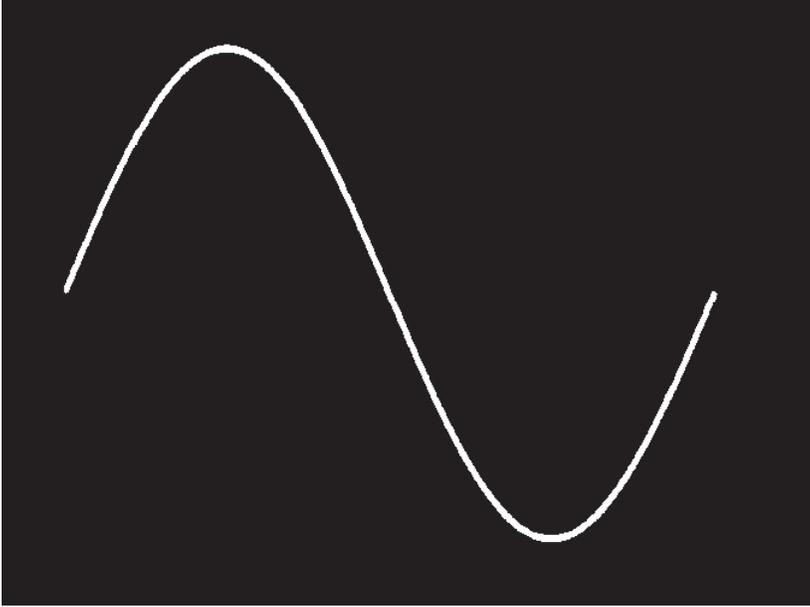
Transformada de Fourier de la letra A

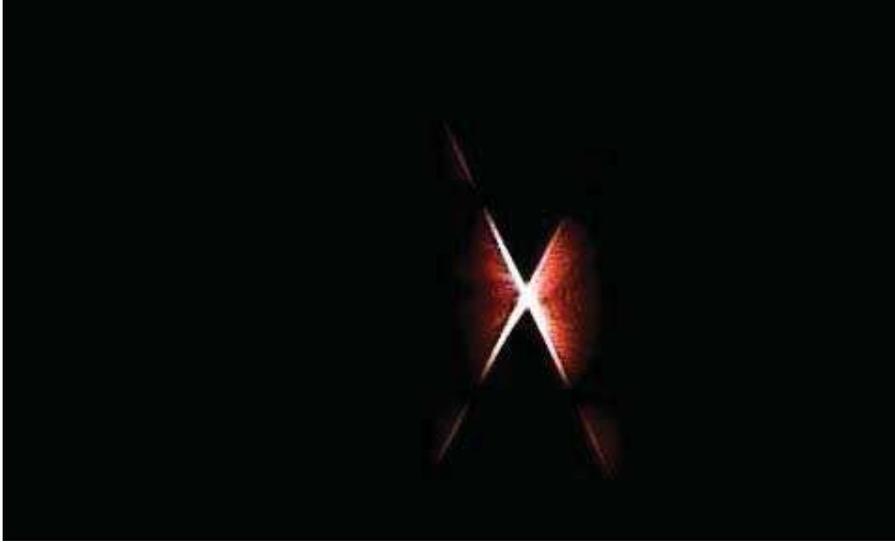


Transformada de Fourier de la palabra ECFM

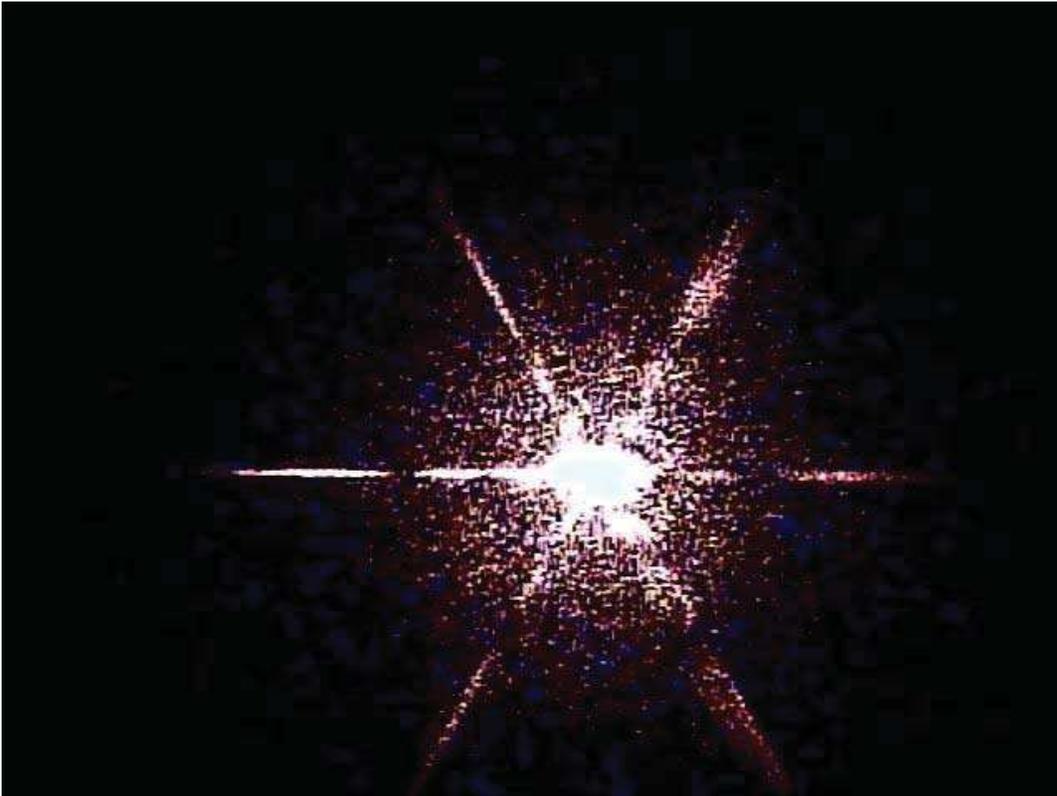


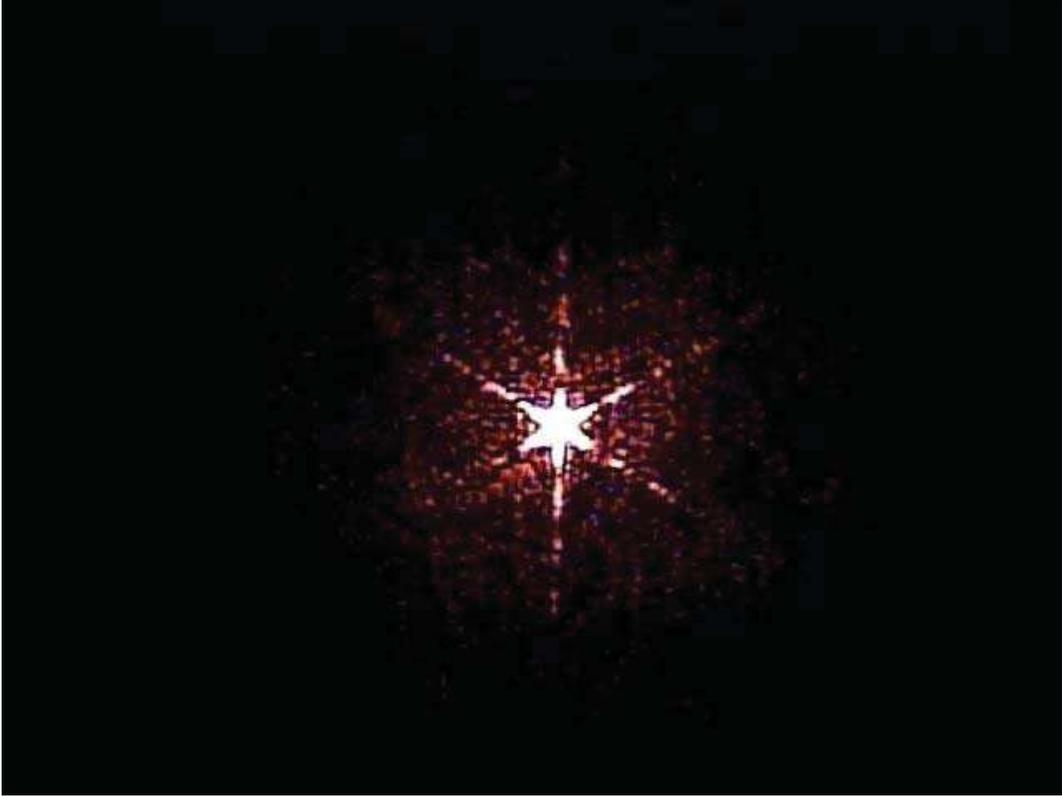
transformada de la l





Transformada del seno





transformada del triangulo.

CAPITULO 5 CONCLUSIONES

CONCLUSIONES

- 1.- Se comprendieron los principales conceptos de interferencia y difracción desarrollando toda la matemática hasta llegar a la difracción de Fraunhofer.
- 2.- Se analizaron diferentes patrones de difracción mediante la transformada de Fourier
- 3.- Se analizaron los fundamentos básicos de la holografía así como la clasificación de los hologramas y el método para realizarlos.
- 3.- Se fabricaron elementos difractivos como : cuadrados círculos, rejillas, rejillas Blazé etc con buena eficiencia de difracción
- 4.- Se grabaron hologramas de fase con muy buena calidad y eficiencia, utilizando una técnica sencilla, barata y rápida.